

УДК 533.6

КОЭФФИЦИЕНТ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В СЖИМАЕМОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

© 2022 г. А. И. Леонтьев^{1, 2}, В. Г. Лущик¹, М. С. Макарова¹, С. С. Попович¹¹НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия²МГТУ имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*E-mail: leontiev_27@mail.ru

**E-mail: vgl_41@mail.ru

***E-mail: mariia.makarova@gmail.com

****E-mail: pss@imec.msu.ru

Поступил в редакцию 19.05.2022 г.

После доработки 01.06.2022 г.

Принят к публикации 07.06.2022 г.

Проведен обзор результатов экспериментальных, аналитических и численных исследований коэффициента восстановления температуры, используемого в инженерных методиках расчета теплообмена для определения теплового потока в стенку при высокоскоростном течении газа в каналах энергоустановок, двигателей, теплообменных аппаратов и устройств безмашинного энергоразделения газовых потоков. Рассмотрено влияние на коэффициент восстановления температуры таких факторов, как число Прандтля газа, числа Рейнольдса и Маха набегающего потока, форма и рельеф обтекаемой поверхности, скачки уплотнения, степень турбулентности потока, внесение частиц (капель) в поток, вдув/отсос газа через проницаемую стенку.

DOI: 10.31857/S0040364422030115

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение

1. Влияние числа Прандтля газа на коэффициент восстановления температуры

2. Влияние чисел Маха и Рейнольдса набегающего потока на коэффициент восстановления температуры

3. Влияние проницаемости стенки на коэффициент восстановления температуры

3.1. Коэффициент восстановления температуры на проницаемой стенке при вдуве и в области газовой завесы

3.2. Влияние отсоса газа

4. Влияние других факторов на коэффициент восстановления температуры

4.1. Скачки уплотнения

4.2. Форма и рельеф поверхности, отрывные течения

4.3. Степень турбулентности потока

4.4. Двухфазные потоки

Заключение

Список литературы

ВВЕДЕНИЕ

Задача течения газа на теплоизолированной стенке является классической в теории теплооб-

мена, и ей посвящена обширная литература (см., например, в [1]). Интерес к этой задаче обусловлен тем, что температура теплоизолированной стенки (адиабатная температура стенки) T_{aw}^* используется в инженерных методиках расчета сжимаемого пограничного слоя при определении теплового потока в стенку при высоких скоростях течения газа [2]

$$q_w = \alpha(T_{aw}^* - T_w), \quad (1)$$

где α – коэффициент теплоотдачи от газа к стенке, T_w – локальная температура стенки.

Для определения адиабатной температуры стенки обычно используется коэффициент восстановления температуры на поверхности r

$$T_{aw}^* = T_0 + r \frac{u_0^2}{2c_p} = T_0 \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right).$$

Здесь T_0 , u_0 , M – термодинамическая температура газа, скорость и число Маха набегающего потока; c_p – удельная теплоемкость газа при постоянном давлении; γ – показатель адиабаты.

С использованием температуры торможения набегающего потока T_0^* коэффициент восстановления температуры можно представить в виде

$$r = \frac{T_{aw}^* - T_0}{T_0^* - T_0}. \quad (2)$$

Коэффициент восстановления температуры r характеризует отличие адиабатной температуры стенки T_{aw}^* от температуры набегающего потока. Так, при значении $r = 1$ T_{aw}^* равна температуре торможения T_0^* , а при $r = 0$ $T_{aw}^* = T_0$.

Значение коэффициента восстановления температуры важно для обобщения результатов экспериментальных и численных исследований и перенесения полученных данных (в частности, по аэродинамическому нагреву) на натурные условия [3, 4]. Чувствительность коэффициента теплоотдачи к изменению коэффициента восстановления температуры усиливается невысокими значениями температуры потока при проведении экспериментальных исследований на большинстве аэродинамических труб, поскольку разность между температурой стенки и адиабатной температурой в этом случае, как правило, мала. Поэтому параметры теплообмена в сверхзвуковых аэродинамических трубах могут значительно изменяться, если небольшие неточности появляются при расчете коэффициента восстановления температуры.

Данный факт выявлен довольно давно, однако в более поздних исследованиях при гиперзвуковых скоростях игнорировалась необходимость определения коэффициента восстановления. Разрабатывались аппроксимации, которые, будучи адекватными для гиперзвуковых условий испытаний, приводили к погрешностям при экстраполяции на более низкие числа Маха. Интерес к определению коэффициента восстановления температуры в иностранных публикациях возродился вновь в связи с исследованиями характеристик аппаратов “Спейс Шаттл” при сверхзвуковых скоростях [3, 4]. В [5], подводя итоги проведенных за последние 50 лет исследований в области высокоскоростного аэродинамического нагрева, авторы отмечают, что дальнейшее повышение точности определения коэффициента теплоотдачи при обтекании сверхзвуковым потоком поверхностей сложной формы требует тщательного исследования локальных значений адиабатной температуры стенки, а значит, и ее безразмерной формы в виде коэффициента восстановления.

В России интерес к исследованию влияния различных факторов на коэффициент восстановления температуры был обусловлен развитием теории и приложений эффекта газодинамической температурной стратификации [6].

Значение коэффициента восстановления температуры на стенке в сверхзвуковом потоке является ключевым параметром, определяющим величину эффекта температурной стратификации газа в

пограничном слое [7, 8]. Данный эффект проявляется в отличии адиабатной температуры стенки (температуры пристенных слоев газа на теплоизолированной стенке) от температуры торможения потока (рис. 1). Эффект температурной стратификации газа лежит в основе принципа действия устройства безмашинного энергоразделения газовых потоков, схема которого приведена на рис. 2 [6–12]. Снижение коэффициента восстановления температуры является одним из основных способов повышения эффективности работы данного устройства. Численные и экспериментальные исследования устройства безмашинного энергоразделения, подробный обзор схем работы и области приложения приведены в работах [13–27].

При обработке результатов термогазодинамических экспериментальных исследований различными авторами вместо величины T_{aw}^* в выражении (1) часто используется либо теоретическое значение адиабатной температуры стенки для пластины (когда исследуется безотрывное обтекание тел простой формы), либо температура торможения T_0^* (когда исследуется обтекание, сопровождающееся отрывом) [28]. В первом случае неизменным предполагается коэффициент восстановления температуры r , во втором адиабатная температура стенки вообще не входит в число определяющих тепловой поток параметров. Замена T_{aw}^* на T_0^* означает равенство коэффициента восстановления температуры единице, что верно лишь в случае низкоскоростных (несжимаемых) течений на плоской стенке, локально в области лобового торможения высокоскоростного потока или при числе Прандтля газа $Pr = 1$ (рис. 1б). В этом случае могут возникнуть существенные погрешности при последующем определении коэффициента теплоотдачи.

В качестве определяющей температуры (вместо адиабатной температуры стенки) при расчете коэффициента теплоотдачи по (1) в литературе можно встретить термодинамическую температуру в потоке [29], температуру торможения потока [30, 31], начальную температуру (на входе в канал с источниками или стоками тепла) [32]. Однако, как показано в ряде работ [5, 32–35], только использование адиабатной температуры стенки в общем случае гарантирует точность экстраполяции данных, полученных в аэродинамических трубах, на реальные условия работы исследуемых аппаратов.

В общем случае коэффициент восстановления температуры зависит от чисел Рейнольдса Re , Маха M и Прандтля Pr , начальной степени турбулентности потока, формы и рельефа обтекаемой поверхности. Многочисленные экспериментальные исследования, проведенные для воздуха ($Pr \approx 0.7$) [36], показали, что для развитого турбулентного режима течения ($Re_x > 6 \times 10^6$) в сверхзвуковом потоке ($M > 1$) r слабо зависит от Re и M и можно при-

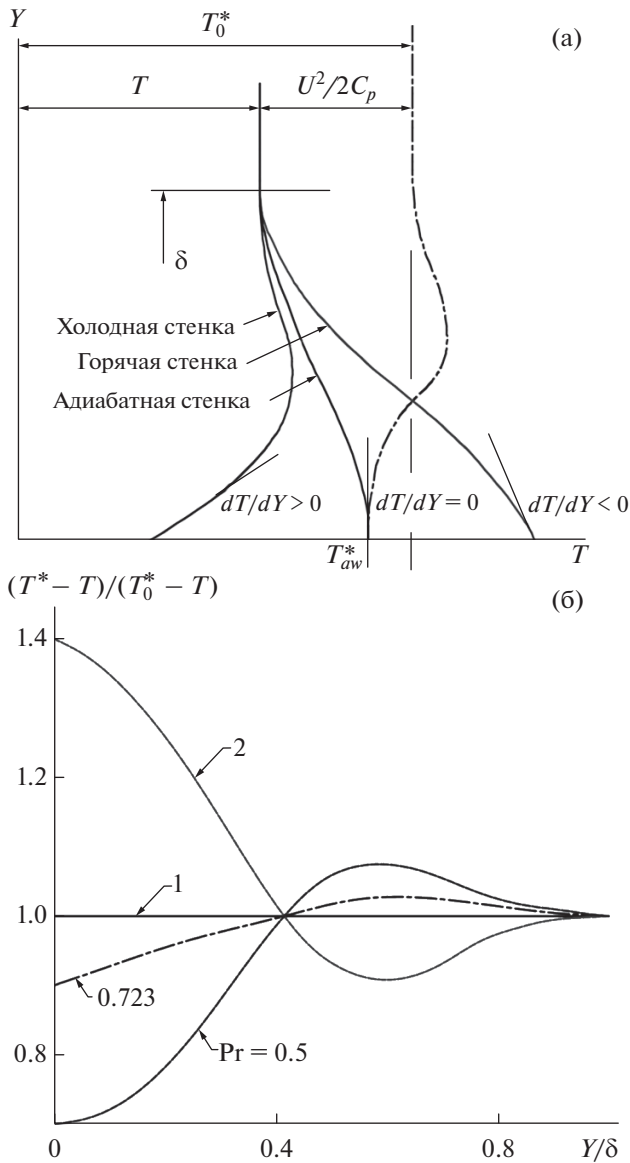


Рис. 1. Распределение по толщине пограничного слоя температуры газа в зависимости от локальной температуры стенки (а) и безразмерной температуры торможения в зависимости от числа Прандтля рабочего тела (б).

нять $r \approx 0.885 \pm 0.010$. Для функции $r(\text{Pr})$ в литературе (см. [1, 36]) рекомендуется использовать зависимость вида $r = \text{Pr}^{1/3}$, которая экспериментально подтверждена для воздуха в окрестности $\text{Pr} \approx 0.7$.

В то же время при воздействии различных факторов коэффициент восстановления температуры может как увеличиваться до значений, больших единицы, так и уменьшаться до нуля и даже локально принимать отрицательные значения [37].

В случае проницаемой стенки коэффициент восстановления температуры зависит от интен-

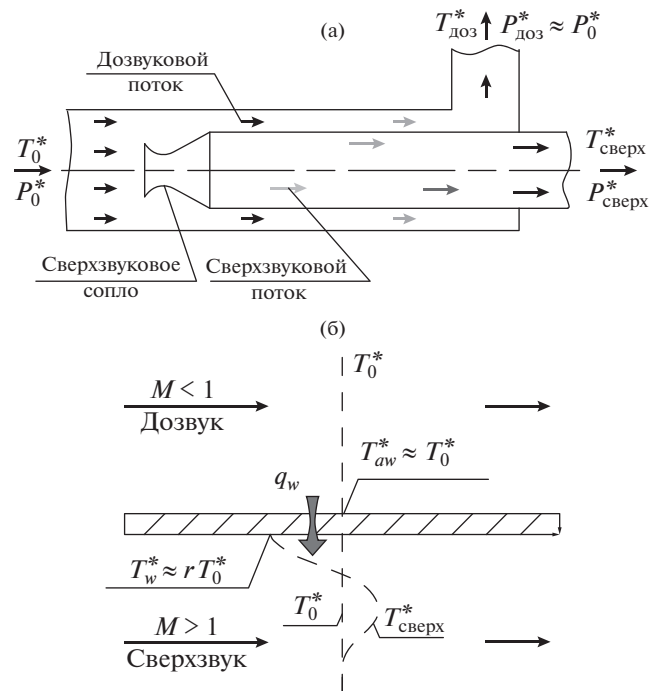


Рис. 2. Принцип действия устройства безмашинного энергоразделения потоков (а) и температурный напор между сверхзвуковым и дозвуковым потоками в устройстве (б) [6].

сивности вдува (отсоса) $j_w^o = (\rho v)_w / \rho_0 u_0$ (где $(\rho v)_w$, $\rho_0 u_0$ – массовые скорости на стенке и в основном потоке). Как следует из [38, 39], экспериментальные данные по вдуву воздуха в сверхзвуковой воздушный поток, приведенные в [40] для зависимости коэффициента восстановления r от параметра проницаемости $b_M = 2j_w^o / C_{fM}$ (C_{fM} – коэффициент трения на непроницаемой пластине при $M = \text{idem}$, $\text{Re}_x = \text{idem}$), имеют значительный разброс, который при $b_M = 4$ (соответствует режиму критического вдува, приводящего к оттеснению пограничного слоя от стенки [41]) составляет $\sim 30\%$, что, по-видимому, превосходит точность измерений. В литературе существует ряд аппроксимационных зависимостей $r(b_M)$, описывающих соответствующие экспериментальные данные. Расчетные зависимости, полученные в [42] с использованием ряда моделей турбулентности, дают результаты, существенно отличающиеся как между собой, так и от экспериментальных данных. Это не позволяет рекомендовать какую-либо из рассмотренных в [42] моделей для использования в расчетах.

В качестве теплоносителей теплообменных аппаратов и рабочих тел энергоустановок могут быть использованы газы в широком диапазоне значений молекулярного числа Прандтля Pr . Так, теплоноси-

тели с малыми значениями числа Прандтля представляют интерес для ряда прикладных задач (см., например, [43–52]), в частности для теплообменников космических ядерных энергоустановок. Малые ($Pr < 0.7$) числа Прандтля могут быть реализованы в газовых смесях, например, водорода или гелия с аргоном, ксеноном, углекислым газом или азотом [46, 47]. Так, для смесей с массовым содержанием 10% водорода или гелия с ксеноном число Прандтля составляет $Pr \cong 0.23$. Теплоносители с $Pr > 1$ могут быть реализованы в перегретом водяном паре ($Pr \approx 3-4$) и в смеси продуктов сгорания топлива керосин–кислород с керосином ($Pr \approx 2-3$), используемой в завесном охлаждении стенок камеры сгорания жидкостных ракетных двигателей [53].

Следует отметить, что результаты экспериментальных, аналитических и численных исследований коэффициента восстановления температуры частично отражены в [54], в обзорах диссертаций [42, 55–57] и монографий [58, 59].

Целью настоящей работы является обзор результатов экспериментальных, аналитических и численных исследований коэффициента восстановления температуры r , используемого в инженерных методиках расчета теплообмена для определения теплового потока в стенку при высоких скоростях течения газа. Актуальность работы обусловлена необходимостью учета изменений коэффициента восстановления температуры при расчете теплообмена в каналах энергоустановок, двигателей, теплообменных аппаратов и устройств безмашинного энергоразделения потоков.

1. ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА ПРАНДТЛЯ ГАЗА НА КОЭФФИЦИЕНТ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

При обтекании пластины сжимаемым потоком газа наилучшее соответствие наблюдаемым значениям показала зависимость коэффициента восстановления температуры в функции числа Прандтля [36]:

$$r = Pr^n, \quad (3)$$

где $n = 1/2$ для ламинарного пограничного слоя [60] ($0.72 < Pr < 1.2$, $0 < M < 10$), $n = 1/3$ для турбулентного пограничного слоя [61] ($0.5 < Pr < 2$).

Пионерские экспериментальные исследования [37, 63, 64] подтвердили возможность использования выражения (3) для расчета коэффициента восстановления при обтекании пластины, цилиндра и конуса как для дозвуковых скоростей, так и для сверхзвуковых вплоть до $M = 3.1$.

Для развитого турбулентного течения в [65] получено аналитическое выражение для коэффициента восстановления в функции чисел Прандтля и Рейнольдса

$$r = 1 - \left(4.71 - 4.11 \frac{5Pr + 7Pr}{5Pr + 1} - 0.601Pr \right) Re^{-0.2}. \quad (4)$$

Если в выражении (4) пренебречь влиянием буферного подслоя, то решение приобретает вид соотношения, полученного Широковым [2]:

$$r = 1 - 4.55(1 - Pr) Re^{-0.2}. \quad (5)$$

В последнее время в ходе независимых численных расчетов [42, 56] получены близкие зависимости, описывающие изменение коэффициента восстановления температуры в области низких чисел Прандтля в диапазоне $Pr = 0.1-0.7$ [42]:

$$r = 0.9Pr^{0.1} \quad (6)$$

и в области $Pr = 0.1-7$ [56]:

$$r = 0.95Pr^{0.11}. \quad (7)$$

Анализ, выполненный в работе [66], показал, что одним из параметров, определяющих значение коэффициента восстановления температуры, является турбулентное число Прандтля

$$Pr_t = \nu_t/a_t,$$

где ν_t – турбулентная вязкость, a_t – турбулентная теплопроводность газа [36].

В работе [67] предложена следующая формула для расчета коэффициента восстановления, особенностью которой является равенство $r = 1$ при $Pr \rightarrow 1$, что соответствует частному случаю $Pr_t = 1$:

$$r = 0.695e^{0.36Pr}. \quad (8)$$

В [36] представлена многопараметрическая зависимость Ротта, позволяющая определить коэффициент восстановления температуры в турбулентном пограничном слое через числа Pr и Pr_t :

$$r = Pr_t + b(Pr - Pr_t) \frac{C_f}{2} + 7(1 - Pr_t) \left(\frac{C_f}{2} \right)^{0.5}, \quad (9)$$

где b – функция отношения Pr/Pr_t , C_f – местный коэффициент трения [36].

Сравнение результатов расчета r для разных чисел Прандтля по перечисленным методикам при $Re_x = 10^7$ и $Pr_t = 0.9$ представлены на рис. 3.

В работе [71] показано, что полученное из сравнения аналитического решения с экспериментальными данными для воздуха ($Pr = 0.7$) значение $Pr_t = 0.88$ можно использовать при расчете коэффициентов восстановления и теплоотдачи не только для воздуха, но и для других газов, что объясняется слабой зависимостью Pr_t от Pr .

Большинство исследований коэффициента восстановления как экспериментальных, так и аналитических, проводились для воздуха ($Pr \approx 0.7$). Однако явная зависимость $r(Pr)$ позволяет рекомендовать для использования в устройстве энергоразделения рабочие тела с низким значе-

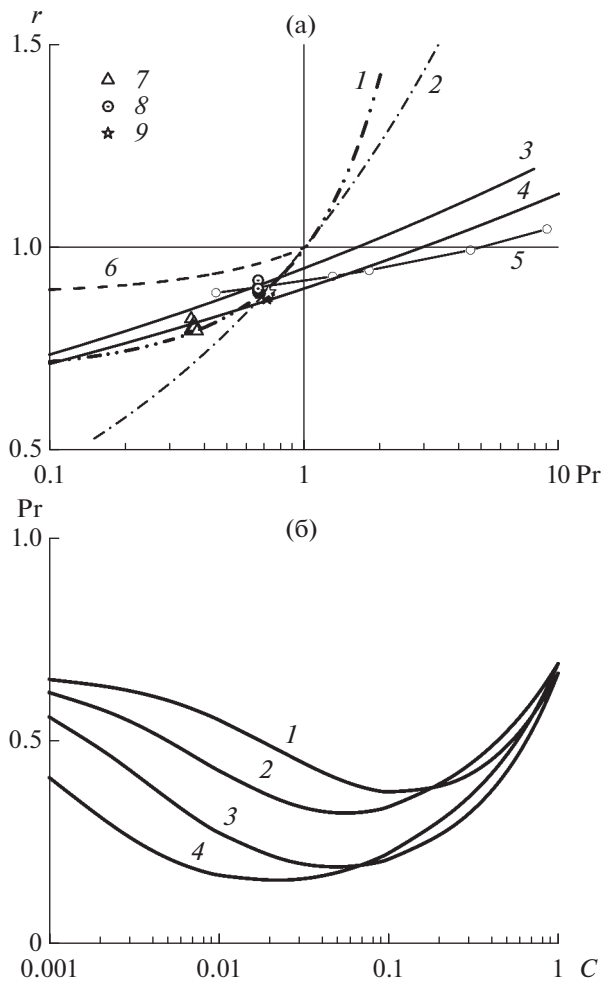


Рис. 3. Расчетные зависимости коэффициента восстановления от числа Прандтля (а): 1–(8) [67], 2– $r = Pr^{1/3}$, 3–(7) [56], 4–(6) [42], 5, 6–(9), (5) при $Re_x = 10^8$ и $Pr_t = 0.9$, 7–9 – экспериментальные данные для смеси аргон–водород [55, 68], гелия [69] и воздуха [55, 70] соответственно; зависимость числа Прандтля бинарной газовой смеси от массовой концентрации легкого газа C (б): 1–4 – газовые смеси He–Ar, N_2 –Ar, He–Xe, N_2 –Xe [42, 46].

нием числа Прандтля $Pr < 0.7$ – бинарные смеси легкого и тяжелого газов [46]. В [24, 42, 54, 56] показано, что эффективность устройства энергоразделения, работающего на газовых смесях, существенно выше, чем на воздухе (в зависимости от постановки задачи разность температур между потоками может достигать 100–120 градусов [16, 56]).

Так как для рабочих тел с $Pr < 0.7$ существующие данные экспериментальных и аналитических исследований не позволяют проверить достоверность формул (4)–(9), при этом сами формулы дают большой разброс данных в области $Pr < 0.5$ (рис. 3), проведение дальнейших исследований для газов с низкими числами Прандтля, обладающих высоким потенциалом для исполь-

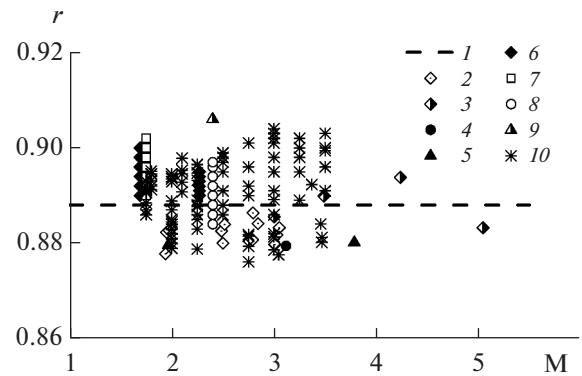


Рис. 4. Зависимость коэффициента восстановления температуры от числа Маха набегающего потока: 1 – расчет по $r = Pr^{1/3}$; 2 – пластина [81]; 3 – конус-цилиндр [82]; 4 – конус 10° [82]; 5 – конус 10° [83]; 6 – пластина ($Re_x = 10^6-10^7$) [78]; 7 – пластина [37]; 8 – пластина [77]; 9 – [84]; 10 – пластина [57].

зования в замкнутых газотурбинных установках (ЗГТУ) и устройствах энергоразделения, представляется актуальной задачей.

2. ВЛИЯНИЕ ЧИСЕЛ МАХА И РЕЙНОЛЬДСА НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА НА КОЭФФИЦИЕНТ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

В [54, 55, 57, 60, 72–75] выполнен ряд экспериментальных исследований по определению коэффициента восстановления температуры при сверхзвуковом турбулентном обтекании различных поверхностей воздухом. Результаты некоторых из этих исследований приведены на рис. 4 и в табл. 1.

Следует отметить, что коэффициент восстановления температуры (2), по аналогии с коэффициентом теплоотдачи α , различными авторами рассчитывается по разным характерным температурам. В одной из пионерских работ по коэффициенту восстановления [76] уже отмечались расхождения в методиках обработки данных. Например, в [63] коэффициент восстановления определялся по статической температуре набегающего потока (как и во многих последующих работах). В [76] отмечается, что более правильно определять коэффициент восстановления по локальным параметрам потока, а значит, по статической температуре в невозмущенном потоке непосредственно над рассматриваемым сечением. Данную температуру можно измерить только “термометром, движущимся со скоростью потока”, поэтому в [76] предложена формула для определения коэффициента восстановления через локальное значение числа Маха, которое можно определить, например, по теневой фотографии:

Таблица 1. Результаты экспериментальных исследований коэффициента восстановления температуры при высокоскоростном турбулентном обтекании различных поверхностей

Источник, год	Модели и условия проведения экспериментов	$Re_x \times 10^{36}$	M	r
[62], 1938	Пластина, поперечно-обтекаемый цилиндр	0.08–0.36	0–0.7	0.898
[63], 1941	Конус, конус-цилиндр (трубы кратковременного действия)	1.0 0.25	2.87 4.25	0.92 0.97
[37], 1942	Пластина	Турбулентный режим	1.75	0.89–0.902
[64], 1949	Конус, параболоид	2.7 4.8 –	2 1.5 2.0	0.885 ± 0.008 0.902 ± 0.005 0.894 ± 0.008
[76], 1951	Оживальная форма с переходом в цилиндр	Переходный, турбулентный режим	1.73; 2.0	0.880 ± 0.004
[77], 1950	Пластина	7	2.4	(0.884–0.897) ± 0.007
[78], 1954	Пластина	1–10	1.69 2.27	0.9 (Re _x ≈ 10 ⁶)–0.89 (Re _x ≈ 10 ⁷) 0.895 (Re _x ≈ 10 ⁶)–0.89 (Re _x ≈ 10 ⁷)
[79], 1959	Цилиндр	2–4.25	3.00; 3.44; 4.08; 4.56; 5.04	0.885 ± 0.01
[80], 1965	Цилиндр	5–33	6	0.88 ± 0.002
[81], 1954	Пластина	1–5	3.01; 1.9; 1.98	0.88 ± 0.003
[83], 1954	Конус 10°	1.5–8 (1/фут)	3.12	0.876–0.882
[84], 1952	Пластина	3	2.4	0.906
[85], 1951	Теоретическое исследование, сравнение с [77]	Турбулентный режим	0–10	$r = Pr^m, m = \frac{N + 1 + 0.528M_0}{3N + 1 + M_0^2},$ $N = 2.6 Re^{0.25}$
[86], 1952	Конус 10°, конус-цилиндр	4–7	2.13; 3.40	0.882 ± 0.007
[87], 1952	Конус 10°, комбинированное тело: 40° конус и цилиндр	0.4–4 0.3–1	1.97; 3.77 3.1; 3.77	0.882 ± 0.008 0.885 ± 0.011
[88], 1954	Цилиндр, конус-цилиндр	3.7–8.2	3.12	0.880 ± 0.002
[89], 1955	Конус 13°, 5°	0.1–9	1.2–6	0.884 ± 0.006
[90], 2021	Конус, угол полураствора 5°, плавные и “волнистые” стенки	9.3 (1/м)	6	(0.830–0.850) ± 0.005
[73], 1954	Пластина	17	1.9–3.1	0.881 ± 0.003
[69], 1970	Клин, угол полураствора 10°, гелиевая труба	0.5–5 (1/фут)	6.8	0.899 ± 0.002
[55], 2005	Цилиндр	Турбулентный режим	1.71–1.74 1.85	0.896 ± 0.016
[57], 2016	Пластина, падающий скачок уплотнения; течение в следе за ребром	10–35	1.75; 2.0; 2.25; 2.5; 2.75; 3.0; 3.25; 3.5	0.890 ± 0.015 (0.900–0.925) ± 0.015 (0.815–0.850) ± 0.015

$$r = 1 - \left((T_0^* - T_{aw}^*) \left(M^2 + \frac{2}{\gamma - 1} \right) \frac{1}{T_0^* M^2} \right).$$

По результатам многочисленных экспериментальных исследований [37, 60–64, 73, 77–80] в широком диапазоне чисел Маха (вплоть до $M = 6$) при обтекании пластины, конуса, конуса-цилиндра в развитом турбулентном пограничном слое значительного влияния числа Маха на коэффициент восстановления температуры не выявлено. В ряде работ с увеличением числа Маха наблюдалось некоторое уменьшение коэффициента восстановления температуры, но оно, как правило, лежит в пределах точности измерений.

В работах [82, 83] не обнаружено выраженной зависимости r от Re в пределах ламинарного и развитого турбулентного течений. Исследовалось обтекание конуса с углом 10° и комбинационно тела – 12° конус и цилиндр – при $M = 3.5$ и нулевом угле атаки (рис. 5). Число Рейнольдса рассчитывалось по параметрам невозмущенного потока, координата отсчитывалась от передней кромки тела по образующей.

На рис. 6 приведены результаты измерения коэффициента восстановления температуры при обтекании пластины сверхзвуковым потоком ($M = 2.4$) для чисел Рейнольдса $5.7 \times 10^5 - 7.7 \times 10^6$ [77]. Координата x отсчитывается от передней кромки, Re_x рассчитано по параметрам на границе пограничного слоя.

В [81] в процессе эксперимента измерялась температура теплоизолированной пластины и число Маха на внешней границе пограничного слоя. Измерения проводились при $1.9 \leq M \leq 3.14$ и $4 \times 10^6 \leq Re_x \leq 17 \times 10^6$. Рост числа Рейнольдса приводит к некоторому уменьшению коэффициента восстановления температуры на величину около 0.5% (рис. 7).

В работе [80] представлены результаты экспериментального исследования турбулентного пограничного слоя при продольном обтекании цилиндра сверхзвуковым потоком с числом Маха $M = 6$ в диапазоне $5 \times 10^6 \leq Re_x \leq 3.3 \times 10^7$. Данные измерений коэффициента восстановления по координате от передней кромки модели представлены на рис. 8. Так же, как и в рассмотренных ранее работах, наблюдается тенденция к уменьшению r с ростом числа Рейнольдса.

В [57] коэффициент восстановления температуры при обтекании пластины без вносимых возмущений в поток измерялся как по методике достижения равновесного теплового режима, так и в нестационарном режиме в процессе выхода на равновесный тепловой режим [35]. Измерения проводились как контактным методом с помощью термопар, так и бесконтактно – тепловизором. Полученный массив эксперименталь-

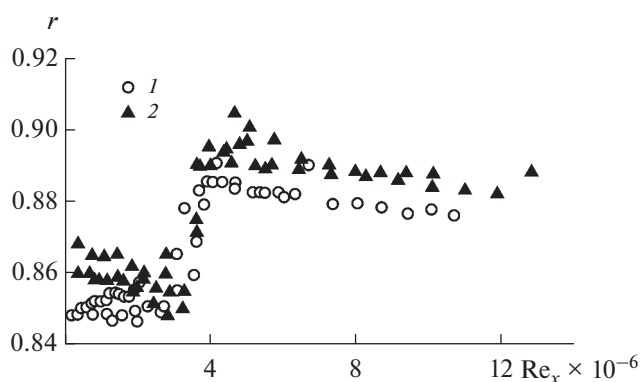


Рис. 5. Влияние числа Рейнольдса на коэффициент восстановления температуры при $M = 3.5$: 1 – конус 10° [83]; 2 – комбинация конуса 12° и цилиндра [82].

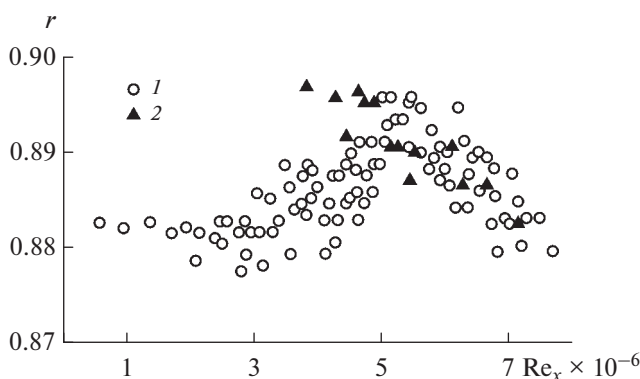


Рис. 6. Результаты измерения коэффициента восстановления температуры на пластине для числа Рейнольдса в диапазоне $5.7 \times 10^5 - 7.7 \times 10^6$ [77]: 1 – развитое турбулентное течение, 2 – течение за турбулизатором (проволока $\varnothing 3$ мм).

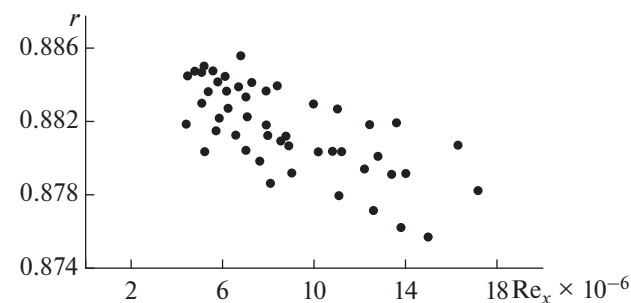


Рис. 7. Зависимость коэффициента восстановления температуры от числа Рейнольдса при $M = 2$ [81].

ных данных по коэффициенту восстановления температуры на пластине представлен на рис. 9 в сравнении с данными других авторов. В целом видно, что в данной работе полученное значение попадает

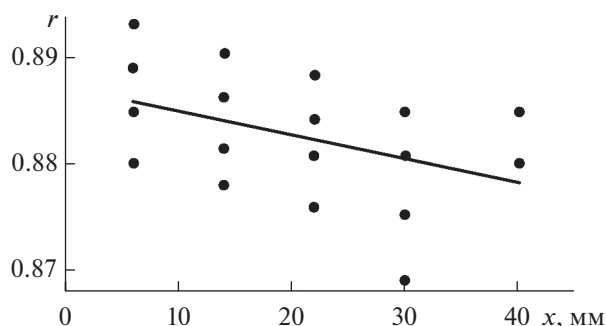


Рис. 8. Результаты исследования коэффициента восстановления температуры при продольном обтекании цилиндра $M = 6$, $5 \times 10^6 \leq Re_x \leq 33 \times 10^6$ [80].

в область 0.890 ± 0.015 , что также соответствует расчетным значениям при использовании теоретического значения коэффициента восстановления температуры.

В диапазоне исследованных чисел Маха (1.75–3.5) влияния числа Маха на коэффициент восстановления не выявлено (рис. 4). В связи с тем, что температура стенки снижается по длине модели, коэффициент восстановления температуры также уменьшается с увеличением числа Рейнольдса в исследованном диапазоне $Re = 10 \times 10^6 - 35 \times 10^6$. Согласно результатам работ [77, 80, 81], коэффициент восстановления снижается с увеличением числа Рейнольдса, рассчитанного по длине пограничного слоя. Однако данное снижение, как правило, находится в пределах точности эксперимента.

Резюмируя результаты различных авторов, можно заключить, что при обтекании потоком воздуха с нулевым углом атаки пластины и тел вращения с гладкими образующими коэффициент восстановления температуры практически не зависит от локального числа Рейнольдса. В развитом турбулентном пограничном слое воздуха коэффициент восстановления лежит в пределах $r = 0.885 \pm 0.015$.

Данный вывод подтверждают и результаты численного исследования [56, 91] зависимости коэффициента восстановления от чисел Рейнольдса и Маха при $Pr = 0.1-7$. В расчетах получено для каждого из указанных значений Pr , как и для воздуха, за областью перехода от ламинарного режима течения к развитому турбулентному ($Re_x \geq 10^7$), что коэффициент восстановления слабо зависит от числа Рейнольдса. Зависимость от числа Маха проявляется только для чисел Прандтля, сильно отличающихся от $Pr = 0.7$, что в целом соответствует выводам данного раздела. Там же получена аппроксимационная зависимость (7).

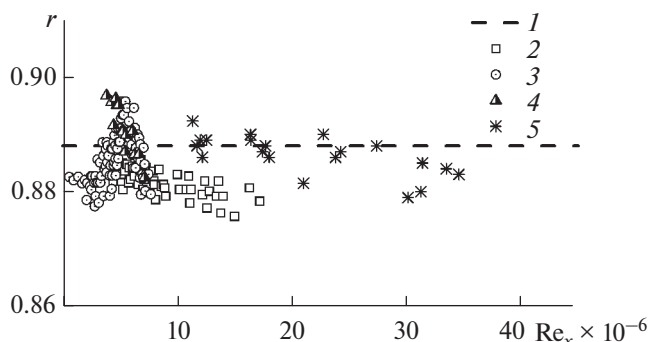


Рис. 9. Зависимость коэффициента восстановления температуры от числа Рейнольдса, рассчитанного по длине пограничного слоя на пластине: 1 – расчет по $r = Pr^{1/3}$, 2 – пластина [81], 3 – развитое турбулентное течение на пластине [77], 4 – течение за турбулизатором (проволока $\varnothing 3$ мм) [77], 5 – пластина [57].

3. ВЛИЯНИЕ ПРОНИЦАЕМОСТИ СТЕНКИ НА КОЭФФИЦИЕНТ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

К настоящему времени накоплен большой статистический материал по экспериментальным исследованиям процессов теплопереноса в высокоскоростных газовых потоках на проницаемых поверхностях [40, 92, 93]. Однако одним из наиболее неизученных на сегодняшний день остается вопрос о влиянии интенсивности вдува и физических свойств вдуваемого газа на коэффициент восстановления температуры. В [39] отмечается неоднозначность имеющихся экспериментальных результатов по зависимости коэффициента восстановления температуры в сверхзвуковом потоке от интенсивности вдува вторичного воздуха через проницаемую стенку. Тем не менее тенденция к уменьшению r при увеличении расхода вдуваемого воздуха для большинства результатов исследований довольно отчетлива. Влияние отсоса воздуха на стенке при этом приводит к повышению коэффициента восстановления вплоть до значения $r = 1$, соответствующего режиму асимптотического отсоса [40, 94].

В [38] рассмотрены два способа задания теплового граничного условия для исследования влияния поперечного потока вещества на стенке на величину T_{aw} :

$$q_w = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = 0, \quad (10)$$

$$q_w = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = c_p (\rho v)_w (T_w - T_j). \quad (11)$$

Основные параметры ряда экспериментальных и численных исследований влияния массообмена на стенке на коэффициент восстановления температуры r (либо адиабатную температуру

Таблица 2. Результаты экспериментальных и численных исследований коэффициента восстановления температуры при наличии массообмена на стенке

Источник, год	Схема течения	Режим течения	Газ	Параметры потока				$J_w^0, 10^{-3}$	Тепловое граничное условие	T_j, K	r
				M	Re_x	Pr	T_0^*, K				
[95], 1955	Однородный вдув	Турбулентный	Воздух	2.7	$(1.5-7.0) \times 10^6$	0.7	300-344	1.0-3.0	(11)	-	0.7-0.89
[96], 1956	Однородный вдув	Турбулентный	Воздух, гелий	3	4×10^6	0.7; 0.67	277.5	0-5.0	(11)	-	0.8-0.92 (воздух); 0.7-0.92 (гелий)
[94], 1957	Однородный вдув/отсос	Ламинарный	Воздух, жидкость	-	-	0.7-2.0	-	-	-	-	0.6-1.0 (Pr = 0.7); 4.0-1.0 (Pr = 2)
[97], 1960	Однородный вдув	Турбулентный	Воздух	3.2	-	0.7	333	0-4.0	(11)	-	0.71-0.89
[74], 1971	Однородный вдув	Турбулентный	Воздух	0.3; 2.05; 3.05; 4.0	-	0.7	291-473	от 0 до $J_{wкр}$	(11)	291-523	0.67-0.82
[98], 1972	Ступенчатый вдув	Турбулентный	Воздух	2.5	-	0.7	290-300	0-18	(10)	$T_w = T_j$	0.60-0.84
[99], 1997	Пористый диск, вдув с последующей завесой	Турбулентный	Воздух	2.25	-	0.7	290-300	5-15	(10)	250-330 (вдуваемый воздух); $T_w = T_j$	0.78-0.88
[100], 1999	Чередующийся однородный вдув, отсос	Турбулентный	Воздух	2.25	-	0.7	296-300	-8.0...+6.0	(10)	290-355 (вдуваемый воздух); $T_w = T_j$	0.87-0.99 (отсос); 0.60-0.84 (вдув)
[101], 2006	Однородный вдув	Турбулентный	Воздух, идеальный газ	1.0-4.0	10^4-10^9	0.1; 0.3; 0.7	1500	0-5.0; $J_w^0 \sim x^{-0.14}; x^{-0.2}$	(10)	$T_w = T_j$	0.3-0.88

Таблица 2. Окончание

Источник, год	Схема течения	Режим течения	Газ	Параметры потока				Тепловое граничное условие	T_j, K	r
				M	Re _x	Pr	T_0^*, K			
[102], 2006	Вдув с последующей завесой	Турбулентный	Воздух	2.5	До 5×10^6	0.7	300	0–6.4	$T_w = T_j$	0.7–0.88
[42, 43], 2006–2007	Однородный вдув/отсос	Ламинарный, турбулентный	Воздух, газ Дородни- щина, газо- вые смеси He, H ₂ , Ar, Xe	2.0–6.0	10^7	0.18–0.71	300; 400; 500; 600	$J_w^0 = \text{const};$ $J_w^0 \sqrt{\text{Re}_x} = \text{const}$	$T_w = T_j$	0.5–1.0 (Pr = 0.71); 0.38–1.0 (Pr = 0.41)
[56, 103], 2006–2014	Инеродный вдув с последующей завесой	Турбулентный	Вдув H ₂ → Xe	3.0	10^8	0.17–0.7	400	0; 1.0	(10); (11)	0.65–0.85 [103]
[104], 2017	Однородный вдув/отсос	Турбулентный	Воздух, идеальный газ	1.0–3.0	$10^6–10^8$	0.7; 0.3; 3.0	400	0–4.0	(11); (10)	$T_w = T_j;$ 0.7–1.45 (Pr = 0.1–3.0)
[105, 106], 2018–2021	Однородный вдув	Ламинарный	Идеальный газ	3.0–∞	$10^4–10^8$	0.3; 3.0; 0.1–1.0	400	0.1–1.0	(10)	–
[107], 2020	Однородный, инородный вдув	Ламинарный, турбулентный	Смесь He (5%)–Xe; вдув He → Xe	3.0	$10^4–10^9$	0.18 (смесь), 0.18–0.67 (вдув He → Xe)	400	0.01–30.0	(11)	–
[15, 17], 2021	Труба, отсос	Турбулентный	Воздух, H ₂ –Xe	1.43; 1.0–3.0	–	0.71; 0.18	295.7; 288.2	$J_w^0 = \text{var};$ 0...–6	(10)	–
[108, 109], 2019–2021	Однородный вдув	Турбулентный	Воздух	2.0	10^6	0.7	293.3	0–12.0 кг/ч	(11)	–

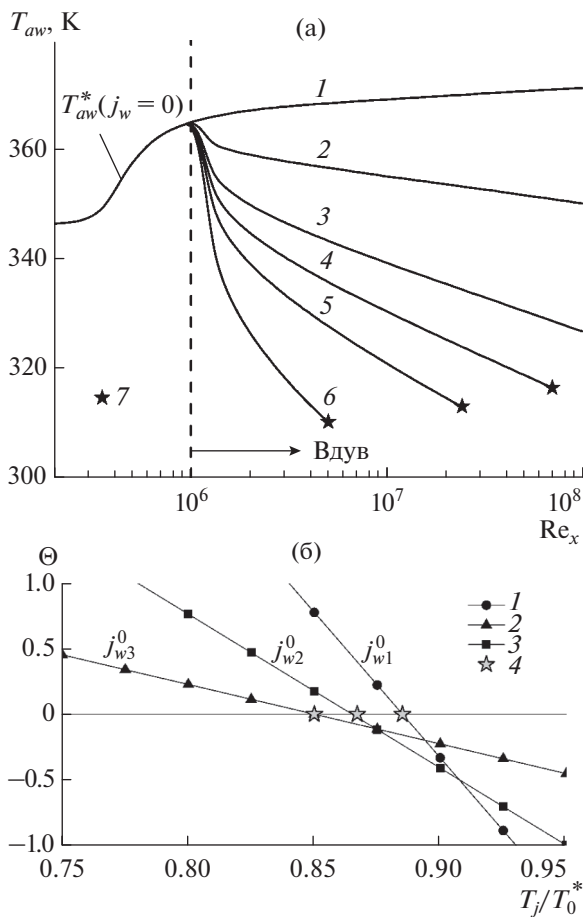


Рис. 10. Изменение адиабатной температуры стенки по длине пластины при $Pr = 0.7$ для ряда значений интенсивности вдува (а) [104]: 1–6 – $j_w^0 = 0, 0.001, 0.002, 0.0025, 0.003, 0.004$; 7 – критический вдув; определение адиабатной температуры стенки в эксперименте по зависимости безразмерного теплового потока Θ от температурного фактора T_j/T_w^* и интенсивности j_w^0 вдуваемого газа с заданной температурой T_j (б): 1–3 – экспериментальные точки, 4 – точки пересечения с линией $\Theta = 0$ – теплоизолированная стенка.

проницаемой стенки проницаемой стенки T_{aw}) сведены в табл. 2.

3.1. Коэффициент восстановления температуры на проницаемой стенке при вдуве и в области газовой завесы. При исследовании течений на проницаемых поверхностях с вдувом газа на стенке в задаче появляются два дополнительных параметра: температура T_j и интенсивность j_w^0 вдуваемого газа, и результаты зависят от способа задания граничных условий для определения адиабатной температуры проницаемой стенки проницаемой стенки T_{aw} .

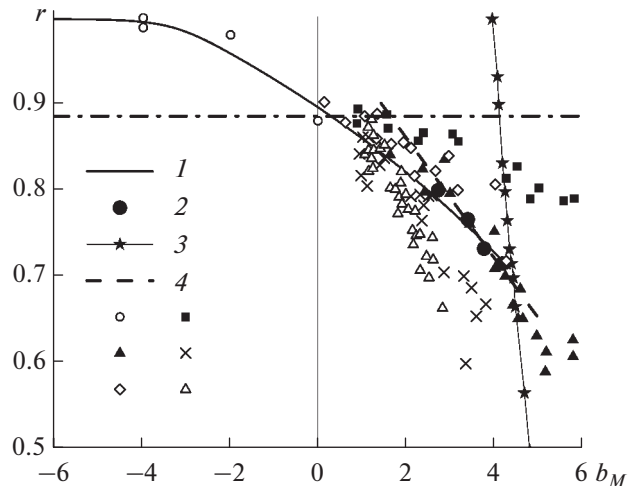


Рис. 11. Зависимость коэффициента восстановления от параметра проницаемости для $Pr = 0.7$ ($M = 3, T_0^* = 400$ K) [104]: 1 – расчет ($Re_x = 10^7-10^8$); 2 – $T_w = T_j$; 3 – критический вдув; 4 – аппроксимация экспериментальных данных [98]; точки – экспериментальные данные для воздуха, приведенные в [74, 95–98, 100].

Первый способ определения температуры стенки представляет собой решение задачи с граничным условием (10) при равенстве нулю теплового потока в стенку $q_w = 0$, откуда следуют равенство температуры стенки и температуры вдуваемого газа $T_w = T_j$ по всей длине проницаемой пластины и сложная зависимость температуры стенки по длине (рис. 10а). Данное граничное условие, как правило, используется в численных исследованиях, поскольку реализация этого способа теплоизоляции стенки, который требует организации вдува охладителя с переменной по длине пористой пластины температурой, равной температуре стенки, очень сложна в экспериментальном плане. Тем не менее в [98] это сделано путем организации ступенчатого вдува с разной температурой вдуваемого газа. Полученная зависимость $r(b_M)$ представлена на рис. 11 (штриховая линия 4).

Второй способ, рассмотренный в [38], аналогичен экспериментальному способу (рис. 10б), когда реализуется вдув газа с заданной температурой $T_j = \text{const}$ и определяется сечение по длине пористой пластины, в котором температура стенки равна температуре вдуваемого газа (точки 4 на рис. 10б). Тепловое граничное условие при этом задается выражением (11). С использованием данной методики получены экспериментальные значения $r(b_M)$ в работах [74, 95–97] (точки на рис. 11).

При исследовании течения на проницаемой стенке с отсосом обычно принимается условие равенства температуры стенки температуре отса-

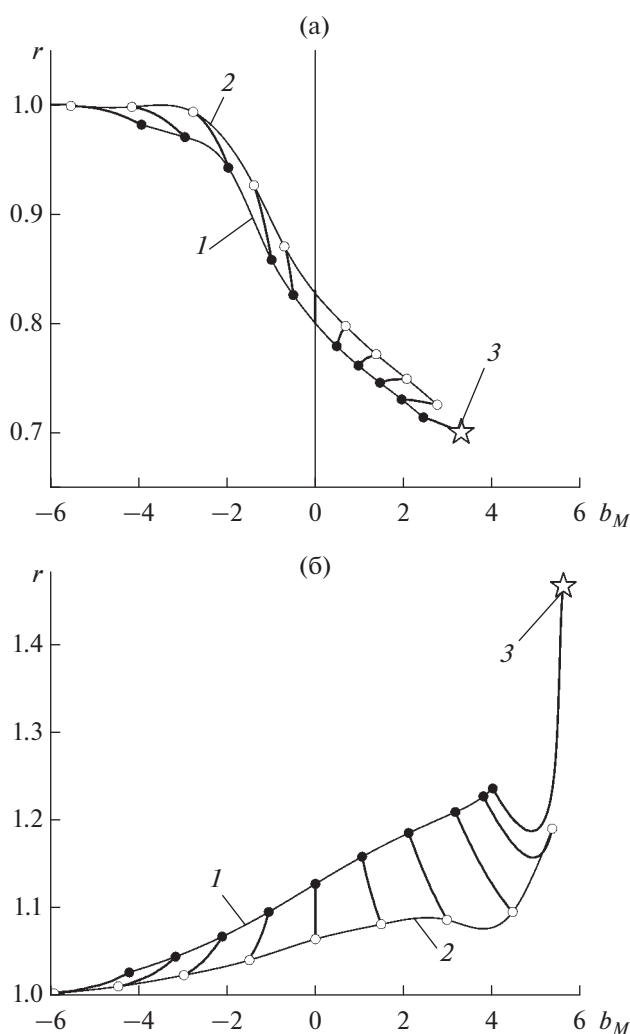


Рис. 12. Расчетная зависимость коэффициента восстановления от параметра проницаемости при $Pr = 0.3$ (а) и 3.0 (б) ($M = 3$, $T_0^* = 400$ К): 1, 2 – расчеты при $Re_x = 10^7$ и $Re_x = 10^8$; 3 – критический вдув [104].

сываемого газа $T_w = T_j$, следующее из граничного условия (10).

Численные исследования также рассматривают вопросы, связанные с обоснованием применимости различных моделей турбулентности для расчета течений на проницаемых поверхностях при наличии вдува (отсоса) газа на стенке, например [42, 110], а также с учетом переменности турбулентного числа Прандтля по длине и соответствующей зависимости $r(Pr_t)$ [111, 112].

На рис. 11 приведены основные известные на сегодняшний день экспериментальные данные по влиянию вдува (отсоса) на коэффициент восстановления температуры для воздуха ($Pr = 0.7$) в сравнении с расчетом [104].

Для проницаемой стенки со вдувом в [104] для случая $Pr = 0.7$ рассмотрены два способа определения коэффициента восстановления температуры, описанные выше (рис. 11, линия 1 – расчет с (10), точки 2 и 3 – с условием (11)). Полученные значения T_{aw} и r при вдуве, меньше критического, близки между собой (линия 1 и точки 2). При критическом вдуве результаты, полученные данными способами, различаются (линия и точки 3). В первом случае для критического вдува получается единственное решение. Во втором случае при критическом вдуве всегда реализуется теплоизолированная стенка с температурой, равной температуре вдуваемого газа $T_w = T_j = T_{aw}$. При этом определение коэффициента восстановления температуры r теряет смысл, так как при температуре стенки, равной температуре вдуваемого газа T_j , по выражению (2) можно получить любое значение коэффициента восстановления, задавая соответствующую температуру вдуваемого газа.

На рис. 12 также представлены результаты расчета $r(b_M)$ при $Pr = 0.3$ и 3.0 и ряде значений интенсивности вдува (отсоса) газа j_w^0 и $Re_x = 10^7 - 10^8$, для которых получено расслоение зависимостей $r(b_M)$ по числу Re_x . В данном случае параметр проницаемости вида $b_M = j_w^0 / St_M$ в зависимости для коэффициента восстановления $r(b_M)$, удачно подобранной для воздуха (рис. 11), использовать нельзя.

Расчеты [104] проведены в широком диапазоне интенсивностей вдува (отсоса) – от значений, соответствующих асимптотическому отсосу (при этом $r = 1$), вплоть до критического вдува, который определяется из условия образования области оттеснения пограничного слоя у стенки, где энергия турбулентности равна нулю и относительный коэффициент трения не превосходит $C_f / C_{f0} \approx 10^{-4}$ [42].

На рис. 13 представлена зависимость коэффициента восстановления $r(Pr)$ при $Re_x \approx 10^8$ для критического вдува, определенного описанным выше способом, который в диапазоне $M = 1-3$ (точки) слабо зависит от числа Маха и может быть аппроксимирован кубическим полиномом.

В [101] подтверждено уменьшение r с ростом интенсивности вдува газа в пограничный слой. При малых числах Прандтля ($Pr < 0.7$) получена зависимость коэффициента восстановления от параметра вдува b_M . Данная зависимость при $b_M > 5$ и больших числах Re_x перестает зависеть от числа Прандтля.

В [42] расчеты проведены для сжимаемого ламинарного и турбулентного пограничных слоев при $Pr = 0.18-0.71$. Для ламинарного режима течения в случае $j_w^0 = \text{const}$ полученные результаты аппрок-

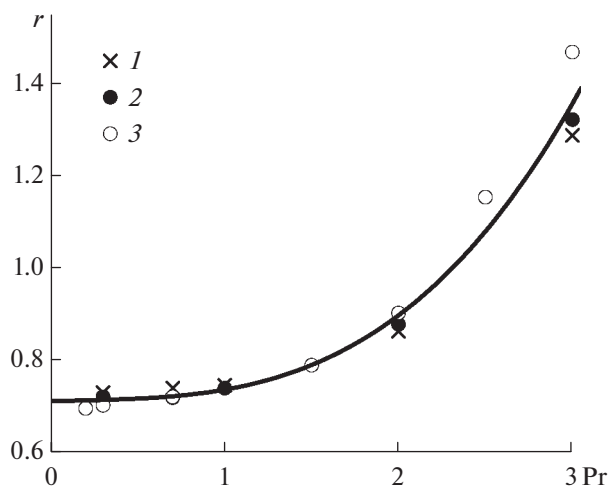


Рис. 13. Расчетная зависимость коэффициента восстановления от числа Прандтля для критического вдува: 1 – $M = 1$, 2 – 2, 3 – 3, линия – аппроксимация результатов расчета [104].

симируются зависимостью $r/r_0 = 1 - 0.03 Pr^{-1.46} b_M$ и $r/r_0 = 1 - 0.08 Pr^{-1.33} b_M$ для $j_w^0 \sqrt{Re_x} = \text{const}$ (r_0 – коэффициент восстановления на непроницаемой поверхности).

Для турбулентного пограничного слоя результаты, полученные в [42], противоречат данным [101]. Так, в [101] при малых числах Прандтля ($Pr < 0.7$) получено монотонное снижение коэффициента восстановления r с ростом b_M , а в [42] небольшое уменьшение r наблюдается в области малых значений b_M , и при $b_M > 1$ величина r значительно увеличивается (рис. 14). Авторы [42] делают вывод о необходимости проведения дополнительных экспериментальных исследований влияния вдува на величину r для газовых смесей.

Приведенные в [102] расчеты коэффициента восстановления температуры в области газовой завесы выполнены в постановке, соответствующей условиям эксперимента [98]. Сверхзвуковой поток воздуха с постоянной скоростью u_0 обтекал пластину, состоящую из трех участков. Первый участок был непроницаемым, и длина его, как и в [98], выбиралась из условий завершения перехода пограничного слоя от ламинарного режима течения к развитому турбулентному. Второй участок был проницаемым и теплоизолированным, через который в пограничный слой вдувался воздух с заданной интенсивностью j_w^0 . За проницаемым участком следовал участок с непроницаемой теплоизолированной стенкой.

Как видно из рис. 15, коэффициент r на проницаемом участке при однородном вдуве уменьшается, но после прекращения вдува достаточно

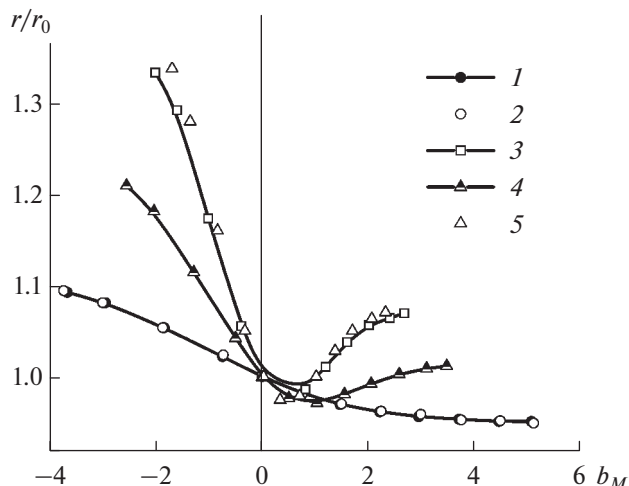


Рис. 14. Относительный коэффициент восстановления температуры в турбулентном пограничном слое при однородном вдуве газом для ряда чисел Прандтля ($j_w^0 = \text{const}$, $M = 2$, $T_0^* = 400$ К) [42]: 1 – воздух, $Pr = 0.71$; 2 – газ Дороднищина, $Pr = 0.71$; 3 – смесь He 5%–Xe, $Pr = 0.21$; 4 – смесь H_2 6.5%–Ar, $Pr = 0.36$; 5 – смесь H_2 1.5%–Xe, $Pr = 0.19$.

быстро возрастает, приближаясь к значению в отсутствие вдува ($r = 0.88$, линия 1). С ростом интенсивности вдува j_w^0 расчетные зависимости $r(Re_{\Delta x})$ располагаются в области более низких значений коэффициента восстановления.

В [102] в качестве газа основного потока и вдуваемого газа принимался воздух. При инородном вдуве более легкого газа (H_2 , He) в основной поток тяжелого газа (Ar, Xe) за счет низкого значе-

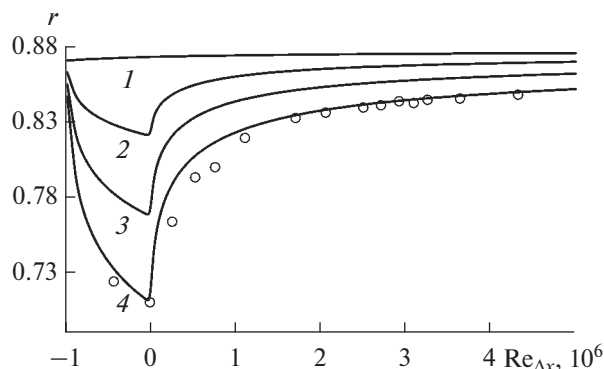


Рис. 15. Изменение коэффициента восстановления температуры r по длине пластины при $Re_{\Delta x} = \rho_0 u_0 \Delta x / \eta_0$ ($M = 2.5$, $T_0^* = 300$ К): (расчет [102]) 1 – $j_w^0 = 0$, 2 – 0.002, 3 – 0.004, 4 – 0.006; точки – экспериментальные данные [98] при $j_w^0 = 0.0064$.

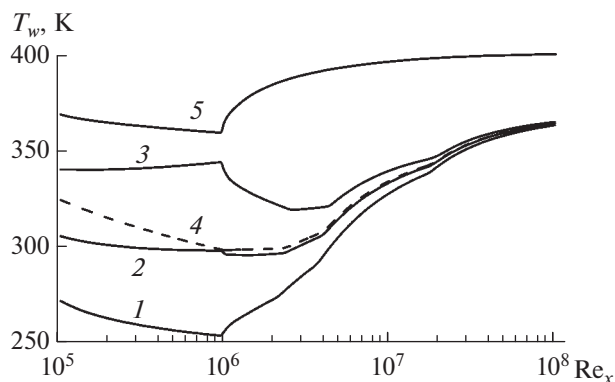


Рис. 16. Изменение температуры стенки T_w по длине Re_x при вдуве водорода в ксенон ($T_0^* = 400$ К, $M = 3$, $T_{aw}^* \approx 370$ К, $j_w^o = 0.0001$) при температуре вдуваемого газа: 1–3 — $T_j = 250, 300, 350$ К; 4 — теплоизолированная ($q_w = 0$) стенка с вдувом; 5 — для числа Маха набегающего потока $M = 0.15$ при $T_j = 350$ К [103].

ния Pr данной смеси можно получить более низкие значения коэффициента восстановления в области завесы за проницаемым участком. Система уравнений пограничного слоя при этом дополняется уравнением бинарной диффузии газов. Такая задача рассмотрена в [56, 103, 113–115]. Проблемы, которые решаются в данном классе задач, — правильность задания и определения адиабатной температуры стенки и суммарного теплового потока в стенку.

В [113] проведено сравнение результатов численного исследования коэффициента трения и числа Стантона с экспериментальными данными при вдуве в поток нагретого воздуха инородных газов: гелия, фреона и углекислого газа. Показано, что отношение плотностей вдуваемого газа и газа набегающего потока существенно влияет на зависимость трения и теплообмена от интенсивности вдува. С ростом параметра вдува и числа Рейнольдса имеет место нарушение аналогии Рейнольдса. В уравнении энергии учтен дополнительный член — диффузионный поток тепла, обусловленный градиентом концентрации в смеси газов, т.е. число Прандтля не равно числу Шмидта (как это полагалось ранее). Приводится сравнение результатов расчетов для случая $Pr = Sc$ и $Pr \neq Sc$ с экспериментом.

В [103] представлены соотношения между тепловым, диффузионным потоком и потоком энтальпии. Для случая $Pr = Sc = Pr_t = Sc_t = 1$ и $Pr, Sc \neq 1$, $Pr_t = Sc_t = 0.85$ показано, что физически обоснованным условием теплоизоляции для проницаемой стенки является отсутствие теплового потока в стенку ($q_w = 0$) со стороны набегающего потока. Для газов со значительным отличием удельных теплоемкостей число Маха не оказыва-

ет заметного влияния на коэффициент восстановления на стенке (расчеты проводились для пары $He-Xe$). Показано существенное влияние вдува на профили скорости, энтальпии, температуры, интенсивности турбулентности, напряжения сдвига, вид которых свидетельствует о турбуликации пограничного слоя при вдуве.

В [56, 103] получено, что при вдуве водорода в ксенон в области газовой завесы образуется зона с температурой стенки ниже адиабатной температуры непроницаемой пластины T_{aw0}^* и температуры вдуваемого газа T_j . Этот эффект имеет место при T_j не ниже адиабатной температуры стенки с вдувом в конце проницаемого участка и характерен только для сверхзвукового обтекания пластины (рис. 16). При более низких температурах данный эффект подавляется интенсивным теплообменом между вдуваемым газом и основным потоком. Минимальное значение числа Прандтля смеси H_2-Xe , полученное в области газовой завесы, составило $Pr = 0.16$ при концентрации водорода на стенке $C(H_2) = 0.02$.

3.2. Влияние отсоса газа. В [116] проведено численное исследование пограничного слоя на теплоизолированной стенке с отсосом в потоке сжимаемого газа. Исследование проведено для двух значений $Pr = 0.1$ и 4 и трех значений интенсивности отсоса $j_w^o = -0.005, -0.01, -0.02$. Показано, что, начиная с некоторого расстояния от начала отсоса газа на стенке ($Re_x > 10^6$), коэффициент восстановления (с погрешностью в 1%) становится близок к значению $r = 1$ (рис. 17а, экспериментальные данные [100] на рис. 11), происходит выход на асимптотический режим с ламинаризацией исходного турбулентного пограничного слоя.

На рис. 17б представлена зависимость коэффициента восстановления температуры r , иллюстрирующая темп выхода на асимптотическое решение по параметру b_M .

Коэффициент восстановления температуры при асимптотическом отсосе не зависит от числа Прандтля, температура теплоизолированной проницаемой стенки становится равной температуре торможения набегающего потока (рис. 18б), толщина потери импульса δ^{**} уменьшается по длине и приближается к постоянному значению (рис. 18а), а коэффициент трения $C_f/2$ равен интенсивности отсоса j_w^o , что следует из интегрального соотношения импульсов [116]

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} - j_w^o = \frac{C_f}{2}.$$

В [117] подобная задача решена для проницаемой пластины конечной длины (рис. 18). Анализ результатов расчета (рис. 18б) показывает, что на участке непроницаемой теплоизолированной

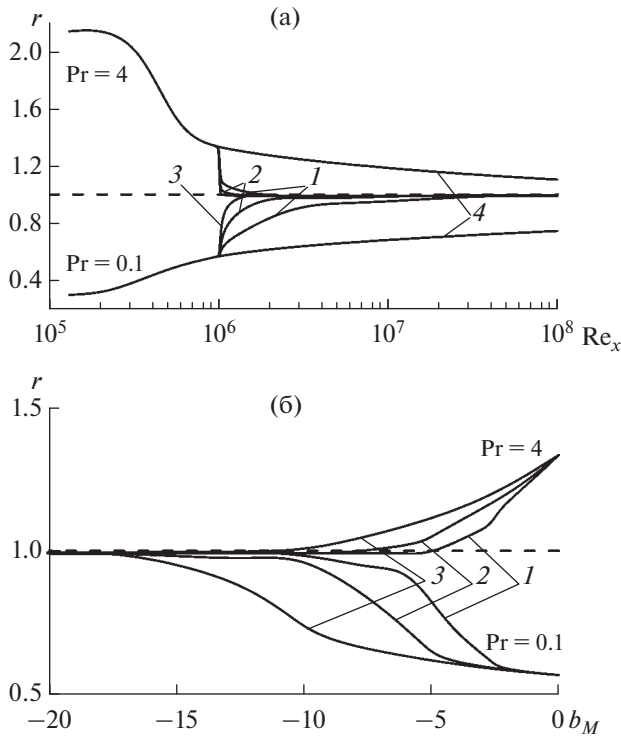


Рис. 17. Изменение по длине пронизываемой пластины (а) и по параметру пронизываемости b_M (б) r для ряда значений интенсивности отсоса j_w^o : 1 – $j_w^o = -0.005$, 2 – -0.01 , 3 – -0.02 при $Pr = 0.1$ и 4 [116].

пластины $x > 400$ мм, следующем за пронизываемой стенкой с отсосом газа, температура стенки, как и коэффициент восстановления, резко падает и тем сильнее, чем больше интенсивность отсоса j_w^o . Важно отметить, что данный результат аналогичен полученному в [56, 103] эффекту образования зоны с пониженной температурой стенки в области газовой завесы за пронизываемой стенкой при вдуве легкого газа в сверхзвуковой поток более тяжелого газа. В [56, 103] этот эффект обусловлен низким значением числа Прандтля на стенке в области газовой завесы вследствие диффузионных процессов в смеси газов.

Так как при $Pr < 1$ в сверхзвуковом потоке температура пристенных слоев газа оказывается ниже температуры газа во внешнем потоке, в [117–119] предложена реализация способа энергоразделения исходного газового потока на холодную и горячую части, предполагающего функционирование не за счет теплопередачи через разделяющую перегородку, а путем непосредственного отвода слоя газа с пониженной температурой из пристенной области через пронизываемую перегородку. В [120] данный способ энергоразделения впервые исследован экспериментально, а в [13,

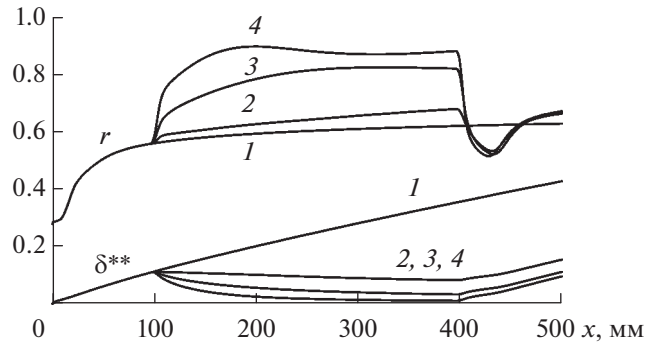


Рис. 18. Изменение по длине пронизываемой пластины толщины потери импульса δ^{**} и коэффициента восстановления r ($M = 3$, $Pr = 0.1$, $T_0^* = 400$ К) и для ряда значений интенсивности отсоса [117]: 1 – $j_w^o = 0$, 2 – $j_w^o = -0.002$, 3 – $j_w^o = -0.005$, 4 – $j_w^o = -0.01$.

15–17] получены сравнительные численные, аналитические и экспериментальные результаты.

Резюмируя вышесказанное, можно отметить неоднозначность имеющихся как экспериментальных, так и численных результатов по зависимости коэффициента восстановления температуры в сверхзвуковом потоке от параметра вдува, и данный вопрос, по-видимому, требует проведения дополнительных исследований.

Для пронизываемой стенки со вдувом рассмотренные два способа определения коэффициента восстановления температуры при докритическом однородном вдуве дают близкие результаты. При критическом вдуве результаты различаются. При этом определение коэффициента восстановления температуры при критическом вдуве газа с заданной температурой теряет смысл, так как можно получить любое значение r , задавая соответствующую температуру вдуваемого газа.

При вдуве легкого газа в тяжелый в области, следующей непосредственно за пронизываемым участком (газовая завеса), образуется зона с температурой стенки ниже адиабатной температуры непронизываемой пластины и температуры вдуваемого газа. Этот эффект имеет место при температуре вдуваемого газа не ниже температуры теплоизолированной стенки с вдувом в конце пронизываемого участка и характерен только для сверхзвукового обтекания пластины.

При отсосе газа происходит ламинаризация исходного турбулентного пограничного слоя. С выходом на режим асимптотического отсоса коэффициент восстановления температуры не зависит от числа Прандтля и становится равным единице, т.е. температура теплоизолированной стенки сравнивается с температурой торможения набегающего потока, что подтверждают как численные, так и экспериментальные исследования.

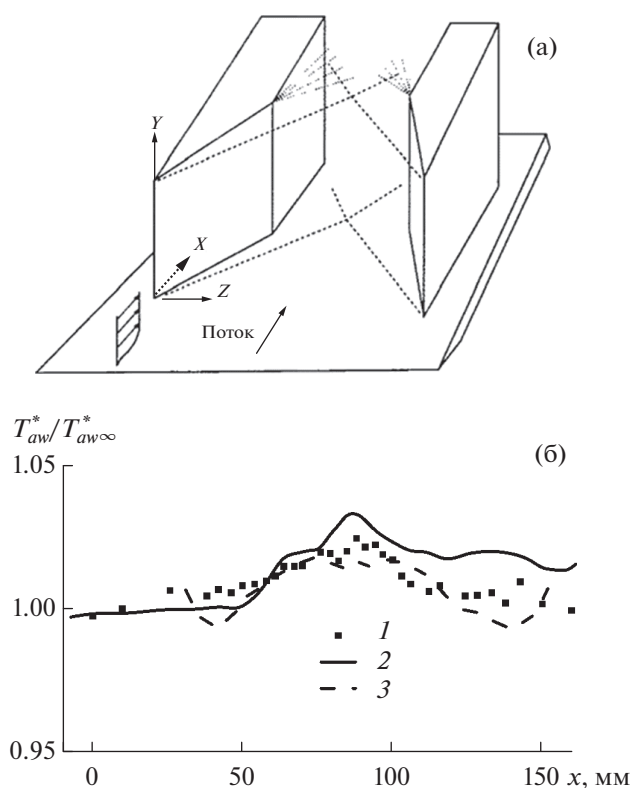


Рис. 19. Постановка экспериментального исследования (а) и распределение относительной адиабатной температуры стенки по центральной линии в области взаимодействия пересекающихся ударных волн с турбулентным пограничным слоем (б) при $M = 3.9$, $Re_\delta = 3.0 \times 10^5$ [121]: 1 – расчет [121], 2 – эксперимент (термопары), 3 – эксперимент (тепловизор).

4. ВЛИЯНИЕ ДРУГИХ ФАКТОРОВ НА КОЭФФИЦИЕНТ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

4.1. Скачки уплотнения. Влиянию скачков уплотнения (ударных волн) на коэффициент восстановления температуры посвящен ряд исследований [57, 70, 121–123]. Результаты работы [121] по изучению трехмерного взаимодействия ударных волн с турбулентным пограничным слоем свидетельствуют о том, что адиабатная температура стенки увеличивается в области пересечения ударных волн (рис. 19). В [122] с учетом отмеченного факта показано, что использование для коэффициента восстановления значения 0.91 вместо теоретического 0.89 увеличивает оценку относительного увеличения числа Стэнтона в области пересечения ударных волн в 1.5 раза в сравнении с обтеканием гладкой стенки. Там же делается вывод об ограниченности подхода, основанного на использовании постоянного коэффициента восстановления для определения числа Стэнтона в области взаимодействия ударных волн.

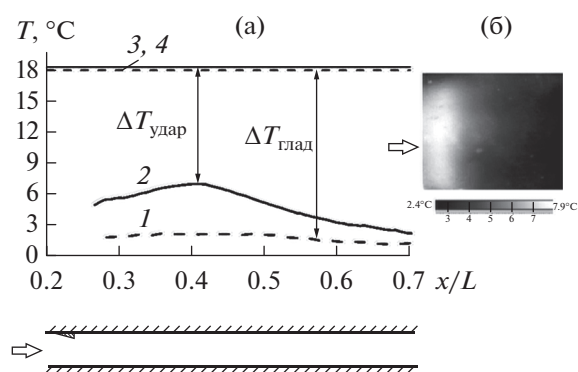


Рис. 20. Распределение адиабатной температуры стенки по длине модели в области падения скачка уплотнения в сравнении с обтеканием стенки без вносимых возмущений (а): 1, 2 – адиабатная температура стенки T_{aw}^* ; 3, 4 – температура торможения T_0^* без скачка и со скачком соответственно; термограмма области падения скачка уплотнения на стенку (б) [57].

В [57] отмечается увеличение адиабатной температуры стенки в области падения ударной волны до 2% в абсолютном значении при росте статического давления около 2.2 раза в сравнении с обтеканием гладкой стенки без вносимых возмущений в поток (рис. 20). При этом увеличение коэффициента восстановления температуры в области взаимодействия составило до 4.5%. Учет эффекта увеличения адиабатной температуры стенки и коэффициента восстановления в области взаимодействия падающей ударной волны с пограничным слоем позволяет уменьшить погрешность определения коэффициента теплоотдачи.

4.2. Форма и рельеф поверхности, отрывные течения. Интересный эффект значительного уменьшения температуры стенки в потоке сжимаемого газа получен при поперечном обтекании цилиндра в области задней критической точки. По-видимому, впервые данный результат опубликован в работе Хилтона У.Ф. [62], в которой помимо основного исследования течения газа на плоской стенке исследовалось также поперечное обтекание цилиндра. Отмечено, что температура задней стенки цилиндра практически равна статической температуре набегающего потока T_0 ($r \rightarrow 0$), в то время как в передней части температура близка к температуре торможения T_0^* ($r \rightarrow 1$).

Однако известность данный эффект получил после публикации эксперимента [37], позднее также описанного Эккертом в обзорной статье по энергоразделению [124], в итоге был назван “эффектом Эккерта–Вайзе”.

Авторы исследовали поперечное обтекание дозвуковым потоком сжимаемого газа полого цилиндра с запрессованными в его поверхность тер-

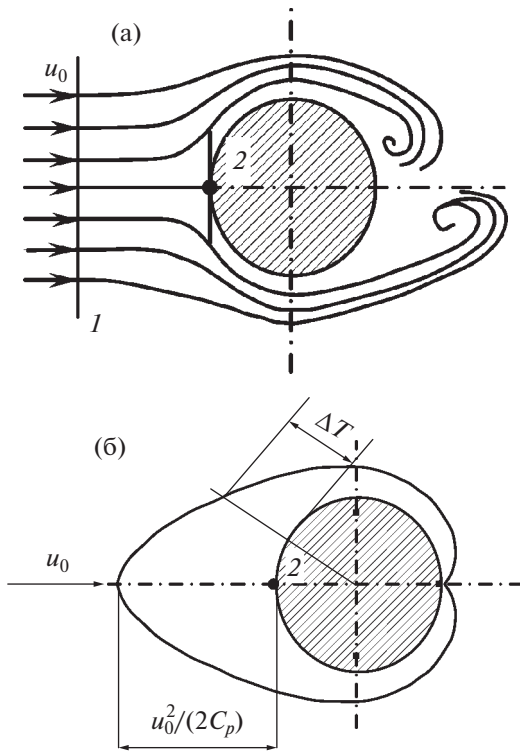


Рис. 21. Картина линий тока при поперечном обтекании цилиндра потоком сжимаемого газа (а); распределение динамической составляющей температуры $u_0^2/(2C_p)$ по обводу профиля обтекаемого цилиндра (б).

мопарами (рис. 21). В передней части цилиндра с ламинарным пограничным слоем коэффициент восстановления соответствовал ожидаемому из теории. Однако при угле поворота потока 180° r уменьшался до значения -0.1 , что означает уменьшение температуры стенки цилиндра ниже значения термодинамической температуры в набегающем потоке. Это явление получило название эффекта аэродинамического охлаждения по аналогии с аэродинамическим нагревом [125].

Результаты экспериментов [37] сначала подверглись сомнению со стороны Л. Прандтля [124], но вскоре подтвердились в [125, 126]. В [125] также показано, что эффект охлаждения распространяется дальше в центральной части следа за цилиндром. Задача энергоразделения при поперечном обтекании цилиндра дозвуковым потоком вновь экспериментально исследовалась в [127–129], а также прямым численным моделированием [130, 131]. В [131] показана возможность увеличения эффекта охлаждения стенки за счет взаимного влияния пары цилиндров.

В области сверхзвуковых скоростей в [63] исследовалось поперечное обтекание цилиндра в аэродинамических трубах кратковременного действия при числах Маха 2.87 и 4.25. В [133]

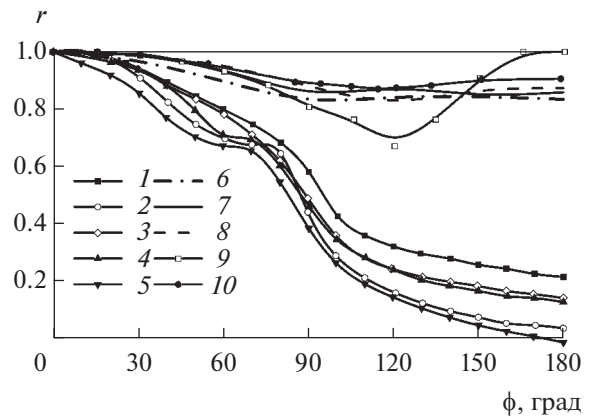


Рис. 22. Сравнение значений коэффициента восстановления температуры при поперечном обтекании цилиндра дозвуковым и сверхзвуковым потоком воздуха в зависимости от угла обвода цилиндра: 1 – $M = 0.882$, $Re_d = 2.57 \times 10^5$, $\varnothing 20$ мм; 2 – 0.526 , 1.81×10^5 , $\varnothing 20$; 3 – 0.831 , 1.21×10^5 , $\varnothing 10$; 4 – 0.50 , 8.55×10^4 , $\varnothing 10$; 5 – 0.575 , 9.3×10^4 , $\varnothing 10$; [124]; 6 – 1.56 , 1.88×10^5 , $\varnothing 5$; 7 – 1.86 , 1.49×10^5 ; 8 – 2.50 , 8.68×10^5 [63]; 9 – 3.9 , 6.7×10^3 [133]; 10 – 3.00 , 10^6 [135].

рассматривалось обтекание цилиндра диаметром 1 дюйм (25.4 мм) под различными углами атаки сверхзвуковым потоком с $M = 3.9$ при $Re_d = 2.1 \times 10^3$ – 6.7×10^3 . Авторы [133] отмечают, что угол отклонения не оказывает значительного влияния на r . В [134] представлены результаты тепловизионного измерения распределения адиабатной температуры стенки по обводу профиля цилиндра при $M = 3.0$ и $Re_d = 10^6$.

На рис. 22 сведены данные различных авторов по поперечному обтеканию цилиндра сжимаемым дозвуковым и сверхзвуковым потоками. Адиабатная температура стенки равна температуре торможения в передней критической точке ($r = 1$), что характерно как для дозвуковых скоростей обтекания, так и для сверхзвуковых. В работе [133] получено, что коэффициент восстановления изменялся от 1 в передней критической точке торможения на цилиндре до 0.67 при угле обвода 120° и затем вновь стремился к единице в задней критической точке. В отличие от результатов работы [133], в [63, 134, 135] не выявлено такого резкого уменьшения коэффициента восстановления при углах от 60° до 180° . Поэтому, поскольку основной целью исследования [133] была оценка влияния угла отклонения потока от нормального направления на параметры теплообмена, в дальнейшем авторы использовали значения r для области от 0° до 60° , где наблюдалось совпадение с данными других авторов.

Влияние обтекаемой геометрии на коэффициент восстановления температуры представляется

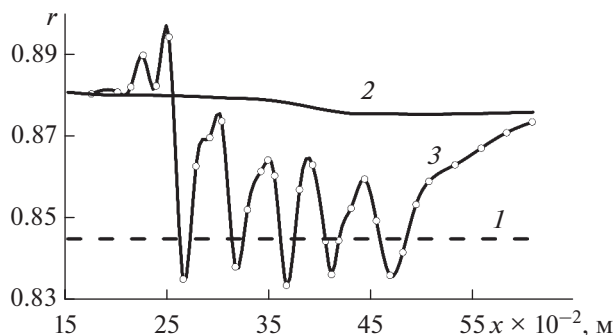


Рис. 23. Влияние кольцевых элементов с поперечным сечением в виде клина на коэффициент восстановления температуры [142]: 1 — $r = \sqrt{Pr}$, 2 — гладкая стенка, 3 — оребренная стенка.

важной задачей с точки зрения как возможностей повышения эффекта сверхзвукового безмашинного энергоразделения потоков [136–138], так и повышения точности расчета аэродинамического нагрева [3–5].

В [139, 140] показана возможность снижения коэффициента восстановления температуры при обтекании сверхзвуковым потоком рельефной поверхности с нанесенным на нее массивом лунок. Зафиксировано уменьшение коэффициента восстановления температуры (на 3% по сравнению с гладкой поверхностью), при этом наиболее интенсивное захлаживание происходит непосредственно за углублениями на расстоянии, примерно равном половине диаметра углубления.

В ряде работ исследуется влияние ребер различной формы, их количества и взаимного расположения на коэффициент восстановления температуры при сверхзвуковом обтекании стенки. В [141, 142] исследовалось влияние выступа поверхности на температуру стенки при продольном обтекании полого цилиндра сверхзвуковым потоком. Число Маха набегающего потока составляло 3.1, число Рейнольдса на 1 дюйм — от 1×10^5 до 7×10^5 . Наименьшие значения температуры стенки зафиксированы за ребром с поперечным сечением в виде клина (рис. 23). Использование нескольких клиньев подряд позволило сохранить эффект уменьшения температуры стенки при соблюдении интервала между клиньями не меньше, чем 2 дюйма (около 5 см). В [143] упоминается, что в [141, 142] даже на расстоянии 80 высот ребра ниже по потоку коэффициент восстановления температуры сохранял значение ниже, чем полное значение на гладкой стенке.

В [144] исследовано влияние ребра и уступа ввариваемой высоты (как больше, так и меньше толщины невозмущенного пограничного слоя, рав-

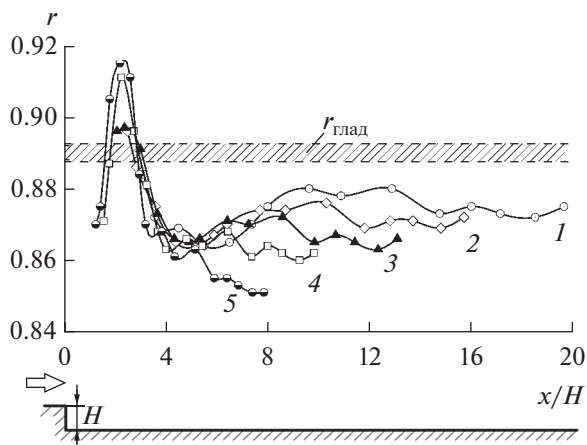


Рис. 24. Влияние уступа высотой H на коэффициент восстановления температуры плоской стенки, обтекаемой сверхзвуковым потоком: $M = 2.2$, $Re_x = 2 \times 10^7$ [144]: 1–5 — $H = 8, 10, 12, 16, 20$ мм.

ной 6 мм на срезе сопла) на коэффициент восстановления температуры при обтекании плоской стенки сверхзвуковым потоком. Адиабатная температура стенки в следе снижается при увеличении высоты препятствия. Коэффициент восстановления температуры достигает максимального значения в области присоединения и затем снижается до значений 0.85–0.88 для уступа (0.815–0.85 для ребра) (рис. 24). Отмеченные эффекты сохраняются на длине больше 30 калибров.

Полученные результаты согласуются с рядом пионерских работ по обтеканию уступов, ребер, головных обтекателей различных форм [145–148]. При этом так же, как и в [88, 142], на большом расстоянии за преградой коэффициент восстановления температуры не достигал полной величины, соответствующей гладкой стенке. В [143] приводится гипотеза, что за препятствием вероятно образуется вихревой слой, который и вызывает уменьшение адиабатной температуры стенки за замыкающей ударной волной, хотя при этом отмечается слабость образующихся вихрей.

4.3. Степень турбулентности потока. На рис. 25 [3] приведены основные результаты, полученные в [149]. В экспериментах, проведенных в аэродинамической трубе для исследования пограничных слоев лаборатории вооружений ВМС США, обнаружено, что на величину коэффициента восстановления большое влияние оказывают характеристики течения выше по потоку. Приведенные данные показывают, что неизотермичность в аэродинамической трубе (вследствие нагревания или охлаждения газа в горле сопла $T_0^* - T_{кр}$) приводит к значительному изменению коэффициента восстановления на стенке трубы.

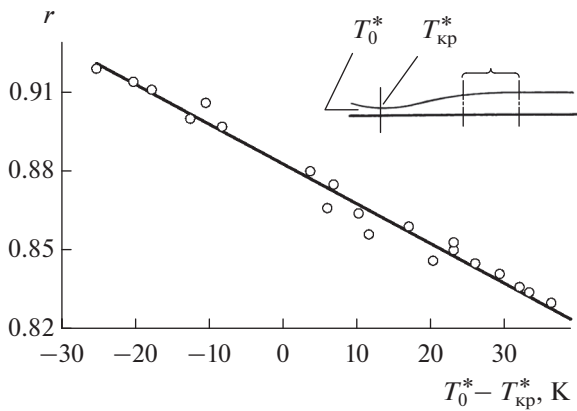


Рис. 25. Влияние характеристик течения выше по потоку на коэффициент восстановления температуры [149].

Проблема учета значений коэффициента восстановления температуры также важна в задачах измерения температуры высокоскоростного потока с помощью термопар. В работе [150] отмечается важность калибровки коэффициента восстановления термопары для различных чисел Маха и Рейнольдса, а также способы повышения качества термоприемника (стремление коэффициента восстановления к единице) за счет интенсификации теплоотдачи к спаю термопары. Отмечается (рис. 26), что для предлагаемого термоприемника с трубчатым спаем при всех исследованных M величина r составляет не менее 0.98, в то время как у широко применяемого колпачкового термоприемника со сферическим спаем значения коэффициента восстановления зависят как от температуры торможения, так и от M и Re .

В ряде экспериментальных работ по энерго-разделению в следе за цилиндром и в струйном течении газа [151–153] эффект разделения газа по температурам существенно зависит от коэффициента восстановления термопары.

В [154, 155] проведено сравнение показаний термопары при значениях степени турбулентности потока в диапазоне от 0.25 до 7%. Показано, что коэффициент восстановления королька термопары существенно снижается при увеличении степени турбулентности потока, что в итоге может приводить к значительным погрешностям при измерении полной температуры высокотурбулентного потока.

4.4. Двухфазные потоки. Исследования влияния фазового перехода в высокоскоростном потоке на коэффициент восстановления температуры обтекаемой стенки не менее актуальны исследованный в однофазных потоках. Хорошо известно, что наличие даже небольшого количества примеси (доли процента) в основном потоке может приводить к существенным изменениям параметров

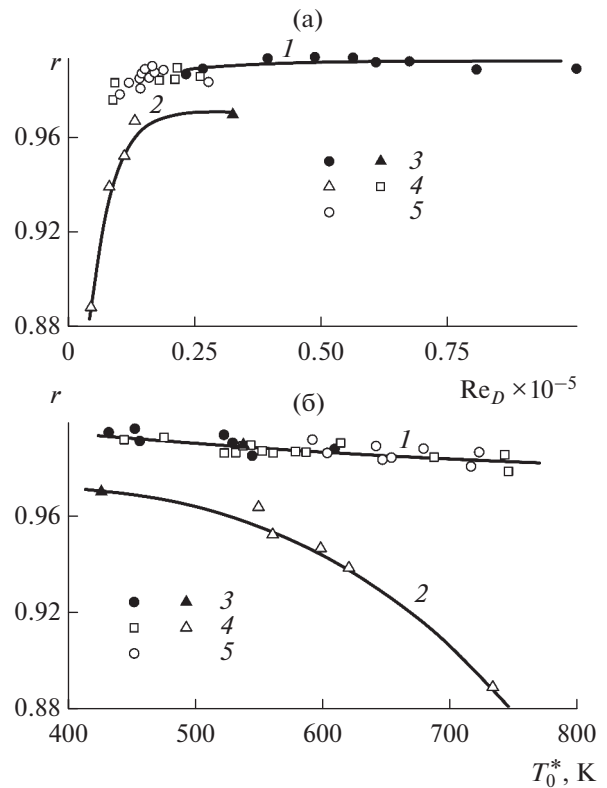


Рис. 26. Зависимость коэффициента восстановления r от числа Рейнольдса $Re = U_0 D / \nu$ (а) и температуры торможения T_0^* (б): термоприемник 1 – с трубчатым спаем; 2 – с точечным сферическим спаем; 3–5 – $M = 5.9, 6.6, 7.4$ [150].

на поверхности обтекаемого тела (см., например, обзор [156]).

Перспективным представляется использование двухфазных газок капельных потоков с целью снижения адиабатной температуры стенки. В литературе есть ряд работ, посвященных этому вопросу. В [157–159] экспериментально показано, что расширение влажного водяного пара в сопле (пара с каплями воды с влажностью до 4.5%) приводит к снижению температуры теплоизолированной стенки сопла по сравнению со случаем потока перегретого пара. В [157] коэффициент восстановления температуры принимал значения $r = 0.7$ во влажном паре и $r = 0.9–0.8$ в перегретом в зависимости от начальной степени перегрева. В [158, 159] показано, что адиабатная температура стенки зависит как от начального содержания влаги, так и от начальной дисперсности капель. При диаметре капель $d > 70$ мкм и начальном содержании влаги более 2% капли осаждаются на стенку, образуя пленку жидкости с температурой, равной температуре насыщения. При этом коэффициент восстановления температуры в случае наличия крупнодисперсной влаги в потоке, мо-

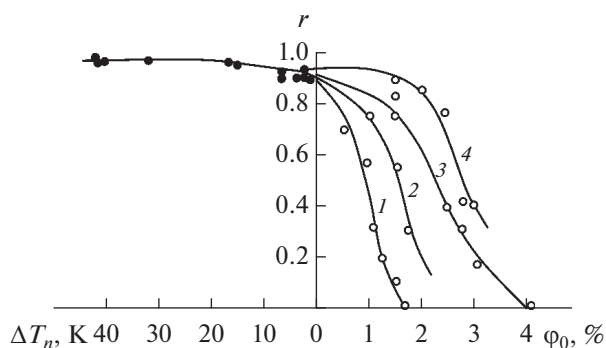


Рис. 27. Зависимость коэффициента восстановления температуры от изменения влажности (ϕ_0 , %), степени перегрева ΔT_n и дисперсности потока: 1, 2, 3 – $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ – крупнодисперсная влага (впрыск капель через форсунки), 4 – ϵ_4 – мелкодисперсная влага (скачок конденсации), $\epsilon = P/P_0^*$ [158].

жет снижаться практически до нуля (рис. 27). Однако необходимо отметить, что при расчете коэффициента восстановления температуры в данном случае вместо статической температуры использовалась температура насыщения. Кроме того, в работе не сказано, с какой начальной температурой подавалась вода к форсункам.

В [160] численно получен результат, согласно которому в дисперсном воздушном потоке с инерционным выпадением частиц на стенку значение коэффициента восстановления температуры снижается с $r = 0.88-0.9$ до $r = 0.55$, что соответствует таковому для однородного газового потока с $Pr = 0.17$.

В работах [161–163] в рамках двухконтинуальной модели сжимаемого газодисперсного пограничного слоя в сверхзвуковом двухфазном ламинарном потоке на плоской стенке проведены расчеты потоков массы и энергии дисперсной фазы на обтекаемой поверхности. Показано, что наличие даже очень малой концентрации капель в основном потоке может приводить к значительному снижению адиабатной температуры стенки.

В [164, 165] приведены результаты измерения температуры поверхности плоской пластины, обтекаемой сверхзвуковым потоком. При $M = 3$ и массовой концентрации воды $C(H_2O) = 0.36\%$ наличие капель привело к небольшому (до $4^\circ C$) снижению температуры передней кромки пластины. Установка генератора скачка уплотнения перед пластиной увеличила область пластины с пониженной температурой в 1.5 раза. Наибольшего снижения температуры поверхности пластины удалось добиться при режиме $M = 2.5$ и наличии генератора скачка уплотнения перед пластиной. Из-за увеличения расхода воздуха массовая кон-

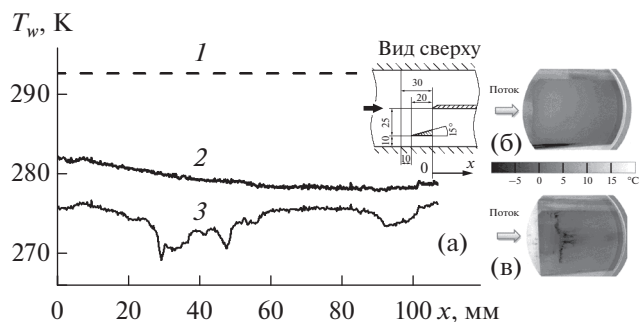


Рис. 28. График распределения адиабатной температуры стенки вдоль центральной линии пластины (а): $T_0^* = 292$ К, $M = 2.5$, $C(H_2O) = 0.27\%$; 1 – температура торможения, 2 – однофазный воздушный поток, 3 – двухфазный воздушно-капельный поток; термограмма пластины в однофазном потоке (б); термограмма пластины в двухфазном потоке (в) [165].

центрация воды упала до $C(H_2O) = 0.27\%$. В этом случае на поверхности пластины происходило выпадение льда, что приводило к локальному снижению температуры поверхности на $10-13^\circ C$ по сравнению со случаем обтекания пластины однофазным потоком (рис. 28).

Проведенный анализ работ позволяет сделать вывод о том, что локальное значение коэффициента восстановления температуры (адиабатной температуры стенки) при обтекании стенки сверхзвуковым турбулентным потоком может значительно отличаться от известных значений r для гладкой стенки. Получено как увеличение коэффициента восстановления (в области падения и пересечения ударных волн, перед препятствием, в области присоединения потока), так и его снижение (при течении в следе за различными препятствиями, при поперечном обтекании цилиндра, вследствие неизотермичности в аэродинамической трубе, в двухфазном потоке). Учет данных эффектов может позволить повысить точность определения коэффициента теплоотдачи в задачах расчета аэродинамического нагрева. При этом актуальной представляется задача дальнейшего поиска воздействий и оптимизации элементов конструкции, способствующих уменьшению коэффициента восстановления температуры, с целью интенсификации процессов теплоотдачи и энергоразделения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты экспериментальных, аналитических и численных исследований коэффициента восстановления температуры, используемого в инженерных методиках расчета теплообмена для определения теплового потока в стенку при высоких скоростях течения газа в каналах энергоустановок, двигателей, теплообменных ап-

паратов и устройств безмашинного энергоразделения потоков.

Показано, что для рабочих тел с числом Прандтля < 0.7 существующие данные экспериментальных и аналитических исследований не позволяют проверить достоверность указанных аппроксимационных зависимостей $r(\text{Pr})$, при этом сами формулы дают большой разброс данных в области $\text{Pr} < 0.5$. Проведение дальнейших исследований для газов с низкими числами Прандтля представляется актуальной задачей в приложении к перспективным теплообменным аппаратам и ЗГТУ.

Показано, что при обтекании потоком воздуха с нулевым углом атаки пластины и тел вращения с гладкими образующими коэффициент восстановления температуры практически не зависит от локального числа Рейнольдса. В развитом турбулентном пограничном слое коэффициент восстановления лежит в пределах $r = 0.885 \pm 0.015$.

По результатам многочисленных экспериментальных исследований в широком диапазоне чисел Маха (вплоть до $M = 6$) при обтекании пластины, конуса, конуса-цилиндра также не выявлено влияния числа Маха на коэффициент восстановления температуры. В ряде работ с увеличением числа Маха наблюдалось некоторое уменьшение коэффициента восстановления температуры, но оно, как правило, лежит в пределах точности измерений.

Отмечается неоднозначность имеющихся как экспериментальных, так и численных результатов по зависимости коэффициента восстановления температуры в сверхзвуковом потоке от параметра вдува, и данный вопрос, по-видимому, требует проведения дополнительных исследований.

Для проницаемой стенки со вдувом рассмотренные два способа определения коэффициента восстановления температуры при докритическом однородном вдуве дают близкие результаты. При критическом вдуве результаты различаются. При этом определение коэффициента восстановления температуры при критическом вдуве газа с заданной температурой теряет смысл, так как можно получить любое значение r , задавая соответствующую температуру вдуваемого газа.

При вдуве легкого газа в тяжелый в области, следующей непосредственно за проницаемым участком (газовая завеса), образуется зона с температурой стенки ниже адиабатной температуры непроницаемой пластины и температуры вдуваемого газа. Этот эффект имеет место при температуре вдуваемого газа не ниже температуры теплоизолированной стенки с вдувом в конце проницаемого участка и характерен только для сверхзвукового обтекания пластины.

При отсосе газа происходит ламинаризация исходного турбулентного пограничного слоя. С выходом на режим асимптотического отсоса ко-

эффициент восстановления температуры не зависит от числа Прандтля и равен единице, т.е. температура теплоизолированной стенки становится равной температуре торможения набегающего потока, что подтверждают как численные, так и экспериментальные исследования.

Показано, что локальное значение коэффициента восстановления температуры при турбулентном обтекании стенки сверхзвуковым потоком может значительно отличаться от широко принятой аппроксимации для гладкой стенки. Приведены эффекты как увеличения коэффициента восстановления (в области падения и пересечения ударных волн, перед препятствием, в области присоединения потока за отрывом, при отсосе газа, использовании теплоносителей с большими числами Pr), так и его снижения (при течении в следе за различными препятствиями, при поперечном обтекании цилиндра, вследствие неизолированности в аэродинамической трубе, вдуве газа, использовании теплоносителей с малыми числами Pr , внесении жидкой фазы в поток). Учет данных эффектов может позволить повысить точность расчета коэффициента теплоотдачи в задачах аэродинамического нагрева. Не менее актуальной, чем предыдущие отмеченные задачи, представляется задача дальнейшего поиска воздействий и оптимизации геометрии обтекаемой поверхности, способствующих уменьшению коэффициента восстановления температуры, с целью интенсификации процессов теплоотдачи и энергоразделения.¹

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (соглашение № 19-19-00234).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Теория теплообмена / Под ред. Леонтьева А.И. М.: Высшая школа, 1979. 495 с.
2. *Shirokow M.* The Influence of the Laminar Boundary upon Heat Transfer at High Velocities // *Tech. Phys. USSR.* 1936. V. 3. № 12. P. 1020.
3. Аэродинамика ракет: В 2-х кн. Кн. 2. Пер. с англ. / Под ред. М. Хемша, Дж. Нилсена. М.: Мир, 1989. 512 с.
4. *Hayes J.R., Neumann R.D.* Introduction to the Aerodynamic Heating Analysis of Supersonic Missiles / Eds. Hemsch M., Nielsen J. // *Tactical Missile Aerodynamics. Progress in Astronautics and Aeronautics Series.* V. 142. Washington: AIAA, 1992. P. 63.
5. *Neumann R.D., Freeman D.C.* Experimental Measurement of Aerodynamic Heating About Complex Shapes at Supersonic Mach Numbers // *J. Spacecraft Rockets.* 2012. V. 49. № 6. P. 1080.

¹ Примечание. В статье Леонтьева А.И., Кузма-Кичта Ю.А., Веретенникова С.В., Евдокимова О.А. "Теплообмен и гидродинамика в закрученных потоках" (ТВТ. 2021. Т. 59. № 5. С. 774–789) перед Списком литературы пропущено предложение "Работа поддержана Минобрнауки России (шифр научной темы FSWF-2020-0021).".

6. Леонтьев А.И. Газодинамический метод энерго-разделения газовых потоков // ТВТ. 1997. Т. 35. № 1. С. 157.
7. Pohlhausen E. Der Wärmeaustausch zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten mit kleiner Reibung und kleiner Wärmeleitung ZAMM // Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik. 1921. Bd. 1(2). S. 115.
8. Eckert E., Drewitz O. Die Berechnung des Temperaturfeldes in der laminaren Grenzschicht schnell angestromter, unbeheizter Körper // Luftfahrt-Forschung. 1942. Bd. 19. S. 189.
9. Леонтьев А.И. Способ температурной стратификации газа и устройство для его осуществления (Труба Леонтьева). Патент на изобретение РФ № 2106581. Кл. МПК-6: F25B9/02.10.03.1998.
10. Леонтьев А.И. Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // ДАН. 1997. Т. 354. № 4. С. 475.
11. Leontiev A.I., Zditovets A.G., Vinogradov Y.A. et al. Experimental Investigation of the Machine-free Method of Temperature Separation of Air Flows Based on the Energy Separation Effect in a Compressible Boundary Layer // Experimental Thermal and Fluid Science. 2017. № 88. P. 202.
12. Леонтьев А.И., Бурцев С.А. Интенсификация теплообмена в устройстве газодинамического энерго-разделения // ДАН. 2016. Т. 471. № 3. С. 286.
13. Vinogradov Y.A., Zditovets A.G., Leontiev A.I. et al. Experimental Research of Shock Wave Processes Influence on Machineless Gas Flow Energy Separation effect // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 891. 012080.
14. Leontiev A.I., Popovich S.S., Vinogradov Y.A., Strongin M.M. Experimental Research of Heat Transfer in Supersonic Separated Compressible Gas Flow // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1129. 012022.
15. Khazov D. Nonmachine Energy Separation in Channel with Permeable Walls // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1129. 012018.
16. Хазов Д.Е. Численное исследование безмашинного энерго-разделения потоков сжимаемого газа // Тепловые процессы в технике. 2018. Т. 10. № 1–2. С. 25.
17. Leontiev A.I., Zditovets A.G., Kiselev N.A. et al. Experimental Investigation of Energy (Temperature) Separation of a High-velocity Air Flow in a Cylindrical Channel with a Permeable Wall // Experimental Thermal and Fluid Science. 2019. V. 105. P. 206.
18. Leontiev A.I., Popovich S.S., Vinogradov Y.A., Strongin M.M. Experimental Research of Supersonic Aerodynamic Cooling Effect and Its Application for Energy Separation Efficiency // Proc. 16th Int. Heat Transfer Conf., IHTC-16. V. 212244. Beijing, China, 2018. P. 1.
19. Leontiev A.I., Lushchik V.G., Makarova M.S. Study of Temperature Stratification Regimes for Graduated Suction of a Gas from a Supersonic Flow // Proc. 16th Int. Heat Transfer Conf., IHTC-16 August 10–15, 2018, Beijing, China. IHTC16-24138. Beijing, China, 2018. P. 1.
20. Попович С.С. Устройство редуцирования давления природного газа. Патент на полезную модель № 194263. Оpubл. 04.12.2019.
21. Попович С.С., Здитовец А.Г., Киселёв Н.А., Макарова М.С. Использование метода сверхзвукового безмашинного энерго-разделения при редуцировании давления природного газа // Тепловые процессы в технике. 2019. Т. 11. № 91. С. 2.
22. Попович С.С., Леонтьев А.И., Виноградов Ю.А., Киселёв Н.А., Макарова М.С., Медвецкая Н.В., Стронгин М.М. Способ редуцирования давления природного газа. Патент на изобретение № 2713551. Оpubл. 05.02.2020.
23. Ковальногов Н.Н. Выбор оптимальных параметров процесса газодинамической температурной стратификации в сверхзвуковом газовом потоке // Изв. вузов. Авиационная техника. 2010. № 3. С. 28.
24. Вигдорovich И.И., Леонтьев А.И. Энерго-разделение газов с малыми и большими числами Прандтля // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 6. С. 117.
25. Макаров М.С., Макарова С.Н. Эффективность энерго-разделения при течении сжимаемого газа в плоском канале // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 6. С. 777.
26. Makarov M.S., Makarova S.N., Naumkin V.S. Energy Separation Efficiency of Air and Helium–Xenon Mixture Flowing in the Single Leontiev Tube with Finned Wall // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. P. 012018.
27. Егоров К.С., Степанова Л.В., Рогожинский К.С. Численное моделирование влияния вдува газа на эффективность работы устройства безмашинного энерго-разделения // Машины и установки: проектирование, разработка и эксплуатация. 2016. № 6. С. 38.
28. Боровой В.Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. М.: Машиностроение, 1983. 144 с.
29. Христианович С.А., Гальперин В.Г., Миллиончиков М.Д., Симонов Л.А. Прикладная газовая динамика / Под ред. С.А. Христиановича. М.: Изд-во ЦАГИ, 1948. 145 с.
30. Зельдович Я.Б. Теория ударных волн и введение в газодинамику. М.–Л.: Изд-во АН СССР, 1946. 187 с.
31. Schulein E. Skin-Friction and Heat Flux Measurements in Shock/Boundary-Layer Interaction Flows // AIAA J. 2006. V. 44. № 8. P. 1732.
32. Moffat R.J. What's New in Convective Heat Transfer? // Int. J Heat Fluid Flow. 1998. V. 19. P. 90.
33. Gomes A., Niehuis R. The Concept of Adiabatic Heat Transfer Coefficient and Its Application to Turbomachinery // Proc. ASME Turbo Expo. 2013. P. 1.
34. Lavagnoli S., Maeschalck C.D., Paniagua G. Uncertainty Analysis of Adiabatic Wall Temperature Measurements in Turbine Experiments // Applied Thermal Engineering. 2015. V. 82. P. 170.
35. Попович С.С. Особенности автоматизации эксперимента и обработки результатов при исследовании теплообмена в сверхзвуковом потоке сжимаемого газа // Программная инженерия. 2018. Т. 9. № 1. С. 35.
36. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
37. Eckert E., Weise W. Measurement of Temperature Distribution on the Surface of Unheated Bodies in High Velocity Flow // Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. 1942. Bd. 13. S. 246.
38. Леонтьев А.И., Лушчик В.Г., Якубенко А.Е. Температура теплоизолированной проницаемой стенки

- в потоке сжимаемого газа // Изв. РАН. МЖГ. 2008. № 5. С. 144.
39. *Виноградов Ю.А., Егоров К.С., Попович С.С., Стронгин М.М.* Исследование тепломассообмена на проницаемой поверхности в сверхзвуковом пограничном слое // Теплоновые процессы в технике. 2010. Т. 2. № 1. С. 7.
 40. *Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И.* Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. 319 с.
 41. *Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И.* Турбулентный пограничный слой газа на проницаемой стенке // ПМТФ. 1962. Т. 1. С. 51.
 42. *Макаров М.С.* Газодинамическая температурная стратификация в сверхзвуковых потоках. Дис. канд. физ.-мат. наук. Новосибирск: ИТ СО РАН, 2007. 154 с.
 43. *Волчков Э.П., Макаров М.С.* Газодинамическая температурная стратификация в сверхзвуковом потоке // Изв. РАН. Энергетика. 2006. № 2. С. 19.
 44. *Бурцев С.А., Леонтьев А.И.* Анализ цикла замкнутой газотурбинной установки с устройством газодинамического энергоразделения // Изв. РАН. Энергетика. 2017. № 4. С. 151.
 45. *Vitovsky O.V., Elistratov S.L., Makarov M.S., Nakoryakov V.E., Naumkin V.S.* Heat Transfer in a Flow of Gas Mixture with Low Prandtl Number in Triangular Channels // J. Engng. Thermophys. 2016. V. 25. № 1. P. 15.
 46. *El-Genk M.S., Tournier J.-M.* On the Use of Noble Gases and Binary Mixtures as Reactor Coolants and CBC Working Fluids // Energy Conversion and Management. 2008. V. 4. № 7. P. 1882.
 47. *Киров В.С., Кожелупенко Ю.Д., Тетельбаум С.Д.* К вопросу об определении коэффициента теплообмена смесей газов с гелием и водородом // ИФЖ. 1974. Т. 26. № 2. С. 226.
 48. *Tijani M.E.H., Zeegers J.C.H., de Waele A.T.A.M.* Prandtl Number and Thermoacoustic Refrigerators // The Journal of the Acoustical Society of America. 2002. V. 112. № 1. P. 134.
 49. *Арбеков А.Н.* Выбор параметров и эффективных тепловых схем газотурбинных установок замкнутого цикла для наземного и космического применения. Дис. ... докт. техн. наук. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2019. 333 с.
 50. *Иванов В.Л., Манушин Э.А.* Теплообменные аппараты и системы охлаждения газотурбинных и комбинированных установок. Учебник для вузов. Под общ. ред. А.Ю. Вараксина. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2019. 536 с.
 51. *Егоров К.С., Рогожинский К.С.* Численное моделирование влияния числа Прандтля газа и схемы течения на эффективность работы устройства безмашинного энергоразделения // Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2015. № 10. С. 21.
 52. *Арбеков А.Н. и др.* Теория и проектирование газотурбинных и комбинированных установок: учебник для вузов / Под общ. ред. А.Ю. Вараксина. 4-е изд. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2017. 680 с.
 53. *Леонтьев А.И., Луцкий В.Г., Якубенко А.Е.* Коэффициент восстановления в сверхзвуковом потоке продуктов сгорания ЖРД // Труды НПО Энергомаш. 2005. № 23. С. 120.
 54. *Бурцев С.А.* Анализ влияния различных факторов на значение коэффициента восстановления температуры на поверхности тел при обтекании потоком воздуха. Обзор / Наука и образование. Электронный журнал МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2004. С. 1.
 55. *Здитовец А.Г.* Изучение влияния формы поверхности и критерия Прандтля на температуру теплоизолированного тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа. Дис. ... канд. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2005. 108 с.
 56. *Макарова М.С.* Численное исследование тепловых и динамических процессов в элементах устройств энергоразделения газов. Дис. ... канд. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2014. 114 с.
 57. *Попович С.С.* Влияние ударных волн на эффект безмашинного энергоразделения. Дис. ... канд. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2016. 164 с.
 58. *Накоряков В.Е., Макаров М.С., Петухов Ю.И. и др.* Теплоновые процессы в потоках газовых смесей с малым числом Прандтля. Новосибирск: Академиздат, 2015. 283 с.
 59. *Здитовец А.Г., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М., Тутов А.А., Киселев Н.А.* Безмашинное энергоразделение газовых потоков: монография / Под ред. А.И. Леонтьева. М.: КУРС, 2016. 112 с.
 60. *Johnson H., Rubesin M.W.* Aerodynamic Heating and Convective Heat Transfer – Summary of Literature Survey // Trans. ASME. 1949. V. 75. № 5. P. 447.
 61. *Ackerman G.* Plate Thermometre in High Velocity Flow with Turbulent Boundary Layer // Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. 1942. Bd. 13. S. 226.
 62. *Hilton W.F.* Thermal Effects on Bodies in Air Streams // Proc. Royal Society of London, Series A. 1938. V. 168. P. 43.
 63. *Eber G.* Experimental Research on Friction Temperature and Heat Transfer for Simple Bodies at Supersonic Velocities. German Archive Report 66/57. 1941.
 64. *Wimbrow W.R.* Experimental Investigations of Temperature Recovery Factors on Bodies of Revolution at Supersonic Speeds. NACA TN 1975. 1949.
 65. *Seban R.A.* Analysis for the Heat Transfer to Turbulent Boundary Layers in High Velocity Flow. PhD. Thesis. Berkley: Univ. Calif., 1948. 234 p.
 66. *Романенко П.Н.* Тепломассообмен и трение при градиентном течении жидкостей. М.: Энергия, 1971. 568 с.
 67. *Бурцев С.А.* Анализ влияния числа Прандтля на значение коэффициента восстановления температуры // Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2017. № 03. С. 78.
 68. *Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К., Здитовец А.Г., Леонтьев А.И.* Измерение равновесной температуры стенки сверхзвукового сопла при течении газов с низким значением числа Прандтля // Изв. РАН. Энергетика. 2005. № 4. С. 128.
 69. *Rudy D.H., Weinstein L.M.* Investigation of Turbulent Recovery Factor in Hypersonic Helium Flow // AIAA J. 1970. V. 8. № 12. P. 2286.
 70. *Popovich S.S., Egorov K.S., Vinogradov Yu.A.* Experimental Research of Adiabatic Wall Temperature In-

- fluenced by Separated Supersonic Flow // Proc. 15th Int. Heat Transfer Conf., ИНТС-15-8962, 2014. 11 p.
71. *Попов В.Н.* Коэффициенты восстановления температуры при турбулентном течении жидкости в круглой трубе // ТВТ. 1972. Т. 10. № 6. С. 1231.
 72. *Лалин Ю.В.* Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Глав. ред. физ.-мат. лит.-ры; Наука, 1970. 344 с.
 73. *Kaye J.* Survey of Friction Coefficients Recovery Factors and Heat-transfer Coefficients for Supersonic Flow // J. Aero. Sci. 1954. V. 21. № 2. P. 117.
 74. *Ярыгина Н.И.* Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое сжимаемого газа на проницаемой поверхности. Дис. ... канд. техн. наук. Новосибирск: Институт теплофизики СО АН СССР, 1971. 203 с.
 75. *Здитовец А.Г., Тутов А.А.* Влияние формы поверхности теплоизолированного стержня, омываемого сверхзвуковым потоком, на коэффициент восстановления температуры // Изв. РАН. Энергетика. 2007. № 2. С. 111.
 76. *Hilton W.F.* Wind-Tunnel Tests for Temperature Recovery Factors at Supersonic Velocities // J. Aeronautical Sciences (Institute of the Aeronautical Sciences). 1951. V. 18. № 2. P. 97.
 77. *Stalder I.R., Rubezin M.W., Tendeland T.* A Determination of the Laminar-transitional and Turbulent Boundary Layer Temperature Recovery Factors on a Flat Plate in Supersonic Flow. NACA TN 2077, 1950.
 78. *Pappas C.C.* Measurement of Heat Transfer in the Turbulent Boundary Layer on a Flat Plate in Supersonic Flow and Comparison with Skin Friction Results. NACA TN 3222, 1954.
 79. *Tendeland T.* Effect of Mach Numbers and Wall-temperature Ratio on Turbulent Heat Transfer at Mach Numbers from 3.0 to 5.0. NASA TR 16, 1959.
 80. *Adcock J.B., Peterson J.B., McRee D.Th.* Experimental Investigation of a Turbulent Boundary Layer of Mach, High Reynolds Numbers and Zero Heat Transfer. NASA TN D-290, 1965.
 81. *Shoulberg R.H., Hill J.F., Rivas M.A.* An Experimental Determination of Flat Plate Recovery Factors for Mach Numbers between 1.9 and 3.14 // J. Aero. Sci. 1954. V. 21. № 11. P. 763.
 82. *Reller J.O., Hamaker F.M.* Temperature Recovery Factors on a Slender Cone-cylinder at Mach Numbers from 3.0 to 6.3 and Angles of Attack up to 45°. NACA RM A55G20, 1955.
 83. *Jack J.R., Moskovitz B.* Experimental Investigation of Temperature Recovery Factors on a 10° Cone at Angle of Attack at Mach Number of 3.12. NACA TN 3256, 1954.
 84. *Slack E.G.* Experimental Investigation of Heat Transfer Through Laminar and Turbulent Boundary Layers on a Cooled Flat Plate at a Mach Number of 2.4. NACA TN 2686, 1952.
 85. *Tuker M., Maslen S.H.* Turbulent Boundary-layer Temperature Recovery Factor in Two-dimensional Supersonic Flow. NACA TN 2296, 1951.
 86. *Clers B., Sternberg J.* On Boundary-layer Temperature Recovery Factors // J. Aero. Sci. 1952. V. 19. № 9. P. 645.
 87. *Stine H.A., Scherrer R.* Experimental Investigation of the Turbulent Boundary Layer Temperature Recovery Factor on Bodies of Revolution at Mach Numbers from 2.0 to 3.8. NACA TN 2664, 1952.
 88. *Brinich P.F.* Boundary Layer Transition at Mach 3.12 with and Without Single Roughness Elements. NACA TN 3267, 1954.
 89. *Mack L.M.* Summary of Existing Cone Temperature Recovery Factor Data Obtained in Continuous-flow Wind Tunnels Plus Additional Data // JAS. 1955. V. 22. № 3. P. 212.
 90. *Zhang M., Si W., Lee C.* Heat Transfer and Recovery Factor of Aerodynamic Heating on a Flared Cone // AIAA J. 2021. P. 1.
 91. *Лущик В.Г., Макарова М.С.* Численное исследование влияния числа Прандтля на коэффициенты восстановления температуры и аналогии Рейнольдса в пограничном слое на пластине // ТВТ. 2016. Т. 54. № 3. С. 401.
 92. *Hartnett J.P.* Handbook of Heat Transfer. N.Y.: G-M, 1973. 940 P.
 93. *Leontiev A.I.* Heat and Mass Transfer Problems for Film Cooling // J. Heat Transfer. 1999. V. 121. № 8. P. 509.
 94. *Hartnett J.P., Eckert E.R.G.* Mass-transfer Cooling in a Laminar Boundary Layer with Constant Fluid Properties // Trans. ASME. 1957. V. 79. № 2. P. 247.
 95. *Rubesin M.W., Pappas C.C., Okuno A.F.* The Effect of Fluid Injection on the Compressible Turbulent Boundary Layer – Preliminary Tests on Transpiration Cooling of a Flat Plate at $M = 2.7$ with Air as the Injected Gas. Washington, NACA RM A55I19, 1955. 37 p.
 96. *Leadon B.M., Scott C.J.* Transpiration Cooling Experiments in a Turbulent Boundary Layer at $M = 3$ // Journal of the Aeronautical Sciences. 1956. № 4. P. 798.
 97. *Bartle E.R., Leadon B.M.* Experimental Evaluation of Heat Transfer with Transpiration Cooling in a Turbulent Boundary Layer at $M = 3.2$ // Journal of the Aerospace Sciences. 1960. № 1. P. 78.
 98. *Барышев Ю.В., Виноградов Ю.А., Леонтьев А.И., Рождественский В.И.* Коэффициенты восстановления на проницаемой поверхности и в области газовой завесы в сверхзвуковом турбулентном пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 2. С. 131.
 99. *Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К., Леонтьев А.И.* Коэффициент восстановления и эффективность газовой завесы при вдуве газа через пористый диск // ТВТ. 1997. Т. 35. № 6. С. 1005.
 100. *Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К., Леонтьев А.И.* Теплообмен в турбулентном пограничном слое сжимаемого газа на проницаемой поверхности при чередующемся вдуве–отсосе // ТВТ. 1999. Т. 37. № 2. С. 340.
 101. *Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е.* Коэффициент восстановления в сверхзвуковом потоке газа с малым числом Прандтля // ТВТ. 2006. Т. 44. № 2. С. 238.
 102. *Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е.* Коэффициент восстановления в области газовой завесы за проницаемой поверхностью // Изв. РАН. Энергетика. 2006. № 2. С. 12.
 103. *Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е.* Сжимаемый турбулентный пограничный слой на проницаемой пластине при вдуве инородного газа // ТВТ. 2007. Т. 45. № 4. С. 543.

104. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Макарова М.С. Коэффициент восстановления температуры в пограничном слое на проницаемой пластине // ТВТ. 2017. Т. 55. № 2. С. 255.
105. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Макарова М.С. Особенности теплообмена на проницаемой поверхности в потоке сжимаемого газа // Докл. АН. 2018. Т. 482. № 1. С. 38.
106. Leontiev A.I., Lushchik V.G., Makarova M.S. Distinctive Features of Heat Transfer on a Permeable Surface in a Laminar Compressible Gas Flow at Prandtl Number $Pr < 1$ // Int. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 147. № 118959. P. 1.
107. Лущик В.Г., Макарова М.С. Особенности теплообмена на проницаемой поверхности в сверхзвуковом потоке при вдуве инородного газа // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 5. С. 61.
108. Leontiev A.I., Saveliev A., Kichatov B., Kiverin A.D., Korshunov A., Sudakov V. Effect of Gaseous Coolant Temperature on the Transpiration Cooling for Porous Wall in the Supersonic Flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. V. 142. 118433.
109. Leontiev A., Kichatov B., Korshunov A., Gubernov V., Kiverin A. Effect of the Flow Rate of Injected Air on the Temperature of Porous Wall in the Supersonic Flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2021. V. 175. 121382.
110. Алексин В.А. Применимость двухпараметрических моделей турбулентности при моделировании взаимодействия пристенных течений с вдувом и отсосом на проницаемых поверхностях // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 6. С. 60.
111. Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель турбулентности: расчет теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 2. С. 40.
112. Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Сверхзвуковой пограничный слой на пластине. Сравнение расчета с экспериментом // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 6. С. 64.
113. Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Трение и теплообмен в пограничном слое на проницаемой поверхности при вдуве инородного газа // ТВТ. 2005. Т. 43. № 6. С. 880.
114. Landis R.B., Mills A.F. The Calculation of the Turbulent Boundary Layers with Foreign Gas Injection // Int. J. Heat Mass Transfer. 1972. V. 15. № 10. P. 1905.
115. Volchkov E.P., Makarov M.S., Makarova S.N. Heat and Mass Diffusion Fluxes on a Permeable Wall with Foreign-gas Blowing // Int. J. Heat Mass Transfer. 2012. V. 55. № 7–8. P. 1881.
116. Leontiev A.I., Lushchik V.G., Yakubenko A.E. A Heat-insulated Permeable Wall with Suction in a Compressible Gas Flow // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2009. V. 52. P. 4001.
117. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Макарова М.С. Температурная стратификация при отсосе пограничного слоя из сверхзвукового потока // ТВТ. 2012. Т. 50. № 6. С. 793.
118. Здитовец А.Г., Леонтьев А.И., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М., Попович С.С. Устройство температурной стратификации газа. Патент на полезную модель РФ № 2672457. 14.11.2018.
119. Здитовец А.Г., Леонтьев А.И., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М., Попович С.С. Способ температурной стратификации газа. Патент на изобретение РФ № 181270. 09.07.2018.
120. Виноградов Ю.А., Здитовец А.Г., Стронгин М.М. Экспериментальное исследование температурной стратификации воздушного потока, протекающего через сверхзвуковой канал, с центральным телом в виде пористой проницаемой трубки // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 5. С. 134.
121. Gnedin M., Knight D., Zheltovodov A., Maksimov A., Shevchenko A., Vorontsov S. 3-D Crossing Shock Wave-turbulent Boundary Layer Interaction // AIAA Paper 96-2001. 1996.
122. Mee D.J., Chiu H.S., Ireland P.T. Technique for Detailed Heat Transfer Measurements in Cold Supersonic Blowdown Tunnels Using Thermochromic Liquid Crystals // Int. J. Heat Mass Transfer. 2002. V. 45. P. 3287.
123. Попович С.С. Экспериментальное исследование влияния падающего скачка уплотнения на адиабатную температуру стенки в сверхзвуковом потоке сжимаемого газа // Тепловые процессы в технике. 2014. Т. 6. № 3. С. 98.
124. Eckert E.R.G. Energy Separation in Fluid Streams // Int. Comm. Heat Mass Transfer. 1986. V. 13. P. 127.
125. Ryan L.F. Experiments on Aerodynamic Cooling. Ph. D. Thesis, Eidgen. Tech. Hochschule, Zurich, 1951.
126. Thomann H. Measurements of the Recovery Temperature in the Wake of a Circular Cylinder and of a Wedge at Mach Numbers between 0.5 and 3. The Aeronautical Research Institute of Sweden, FFA Report 84. 1959.
127. Kurosaka M., Gertz J.B., Graham J.E., Goodman J.R., Sundaram P., Riner W.C., Kuroda H., Hankey W.L. Energy Separation in a Vortex Street // J. Fluid Mech. 1987. V. 178. P. 1.
128. Goldstein R.J., Boyong He. Energy Separation and Acoustic Interaction in Flow Across a Circular Cylinder // Trans. ASME. 2001. V. 123. P. 682.
129. Sanijia S., Goldstein R.J. Forced Convection Heat Transfer from a Circular Cylinder in Crossflow to Air and Liquids // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. V. 47. R 4795.
130. Alekseyuk A.I., Osipov A.N. Direct Numerical Simulation of Energy Separation Effect in the near Wake Behind a Circular Cylinder // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 119. P. 665.
131. Alekseyuk A.I. Influence of Vortex Street Structure on the Efficiency of Energy Separation // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. V. 135. P. 284.
132. Alekseyuk A.I. The Eckert–Weise Effect and Energy Separation under the Flow Interference Behind Side-by-side Cylinders // J. Fluid Mech. 2021. V. 915. P. A95.
133. Goodwin G., Creager M.O., Winkler E.L. Investigation of Local Heat-transfer and Pressure Drag Characteristics of a Yawed Circular Cylinder at Supersonic Speeds. NACA RM A55H31, 1956.
134. Walter L.W., Lange A.H. Surface Temperature and Pressure Distribution on a Circular Cylinder in Supersonic Cross-flow. NAVORD Rep. 2854 (Aeroballistic Res. Rep. 180) U.S. Naval Ordnance Lab., 1953.
135. Popovich S.S., Kiselev N.A., Zditovets A.G., Vinogradov Y.A. Experimental Study of the Adiabatic Wall Temperature of a Cylinder in a Supersonic Cross Flow // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2088. 012056.

136. Бурцев С.А. Исследование путей повышения эффективности газодинамического энергоразделения // ТВТ. 2014. Т. 52. № 1. С. 14.
137. Попович С.С. Экспериментальное исследование влияния ударных волн на эффект безмашинного энергоразделения газовых потоков // Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2016. № 3. С. 64.
138. Popovich S.S., Leontiev A.I., Zditovets A.G., Vinogradov Y.A. Energy Separation in Smooth and Ribbed Supersonic Channel Flows // Proc. 15th Int. Conf. Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics (HEFAT). Amsterdam, 2021. P. 777.
139. Leontiev A.I., Dilevskaya E.V., Vinogradov Yu.A., Yermolaev I.K., Strongin M.M., Bednov S.M., Golikov A.N. Effect of Vortex Flows at Surface with Hollow-type Relief on Heat Transfer Coefficients and Equilibrium Temperature in Supersonic Flow // Experimental Thermal and Fluid Science. 2002. V. 26. № 5. P. 487.
140. Тумов А.А. Экспериментальное исследование влияния поверхностных углублений на теплообмен и сопротивление в потоке сжимаемого газа Дис. ... канд. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2010. 136 с.
141. Brinich P.F. A Study of Boundary-layer Transition Surface Temperature Distributions at Mach 3.12. NACA TN 3509. Washington, 1955. 39 p.
142. Brinich P.F. Recovery Temperatures and Heat Transfer near Two-dimensional Roughness Elements at Mach 3.1. NACA TN4213, 1958.
143. Чжен П. Отрывные течения. М.: Мир, 1973. Т. 3. 335 с.
144. Попович С.С. Аэродинамическое охлаждение стенки при течении сверхзвукового потока в следе за обратным уступом // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2019. Т. 20. № 1. С. 1.
145. Gadd G.E., Cope W.F., Attridge J.L. Heat-transfer and Skin-friction Measurements at a Mach Number of 2.44 for a Turbulent Boundary Layer on a Flat Surface and in Regions of Separated Flow // R. & M. № 3148. A.R.C. Technical Report. London, 1960. 42 p.
146. Bernstein H., Brunk W.E. Exploratory Investigation of Flow in the Separated Region Ahead of Two Blunt Bodies at Mach Number 2. NACA RM. E55D07b, TIB/4590, 1955.
147. Thomann H. Measurements of Heat Transfer and Recovery Temperature in Regions of Separated Flow at a Mach Number of 1.8. Flygtekniska Försökstanstalten. Stockholm. Rept. 82. 1959.
148. Garland B.J., Hall J.R. Measurement of Aerodynamic Heat Transfer in Turbulent Separated Regions at a Mach Number of 1.8. NACA RM L57L09, 1958. 16 p.
149. Gates D.F., Allen R.W. Experimental Measurements of Upstream History Effects in Turbulent Supersonic Flow // Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute. 1974. P. 330.
150. Пенук Е.У., Соседко Ю.П. Методы и средства измерения температуры торможения газового потока в сложных условиях течения // Ученые записки ЦАГИ. 2008. № 4. С. 60.
151. Goldstein R.J., Seol W.S. Energy Separation in a Jet Row // Trans. ASME. J. Fluids Eng. 1997. V. 119. № 1. P. 74.
152. Goldstein R.J., Boyong He. Energy Separation and Acoustic Interaction in Flow Across a Circular Cylinder // Trans. ASME. 2001. V. 123. P. 682.
153. Sanitjia S., Goldstein R.J. Forced Convection Heat Transfer from a Circular Cylinder in Crossflow to Air and Liquids // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. V. 47. R 4795.
154. Kulkarni K.S., Madanan U., Goldstein R.J. Effect of Freestream Turbulence on Recovery Factor of a Thermocouple Probe and Its Consequences // Int. J. Heat Mass Transfer. 2020. V. 152. 119498.
155. Stinson M., Goldstein R.J. Effect of Freestream Turbulence on Recovery Factor of a Cylindrical Temperature Probe // First Thermal and Fluids Engineering Summer Conference, 2016. P. 945.
156. Вараксин А.Ю. Обтекание тел дисперсными газовыми потоками (обзор) // ТВТ. 2018. Т. 56. № 2. С. 282.
157. Жуковский В.С., Мадиевский В.А., Резнирович К.И. О собственной температуре стенки в потоке перенасыщенного пара // ТВТ. 1966. Т. 4. № 3. С. 399.
158. Игнатъевская Л.А. Исследование двухфазного пограничного слоя на плоской стенке. Дис. ... канд. техн. наук, 1971. 155 с.
159. Дейч М.Е., Игнатъевская Л.А. Особенности движения капли в двухфазном пограничном слое на плоской пластине // ТВТ. 1971. Т. 9. № 2. С. 335.
160. Ковальногов Н.Н. Численный анализ коэффициентов восстановления температуры и теплоотдачи в турбулентном дисперсном потоке // Изв. вузов. Авиационная техника. 2008. № 2. С. 32.
161. Леонтьев А.И., Осипцов А.Н., Рыбдылова О.Д. Пограничный слой на плоской пластине в сверхзвуковом газокапельном потоке. Влияние испаряющихся капель на температуру адиабатической стенки // ТВТ. 2015. Т. 53. № 6. С. 910.
162. Азанов Г.М., Осипцов А.Н. Влияние мелких испаряющихся капель на температуру адиабатической стенки в сжимаемом двухфазном пограничном слое // Изв. РАН. МЖГ. 2016. № 4. С. 62.
163. Голубкина И.В., Осипцов А.Н. Влияние примеси неиспаряющихся капель на структуру течения и температуру адиабатической стенки в сжимаемом двухфазном пограничном слое // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 3. С. 58.
164. Zditovets A.G., Popovich S.S., Kiselev N.A., Vinogradov Y.A., Strongin M.M. Measurement of the Adiabatic Wall Temperature in a Supersonic Air-drop Flow // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. 012039.
165. Виноградов Ю.А., Здитовец А.Г., Киселев Н.А., Медвецкая Н.В., Попович С.С. Измерение адиабатической температуры стенки плоской пластины, обтекаемой сверхзвуковым воздушно-капельным потоком // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 5. С. 130.