

Experimental Study of Machine-Free Energy Separation Methods in a Single-Phase Compressible Gas Flow

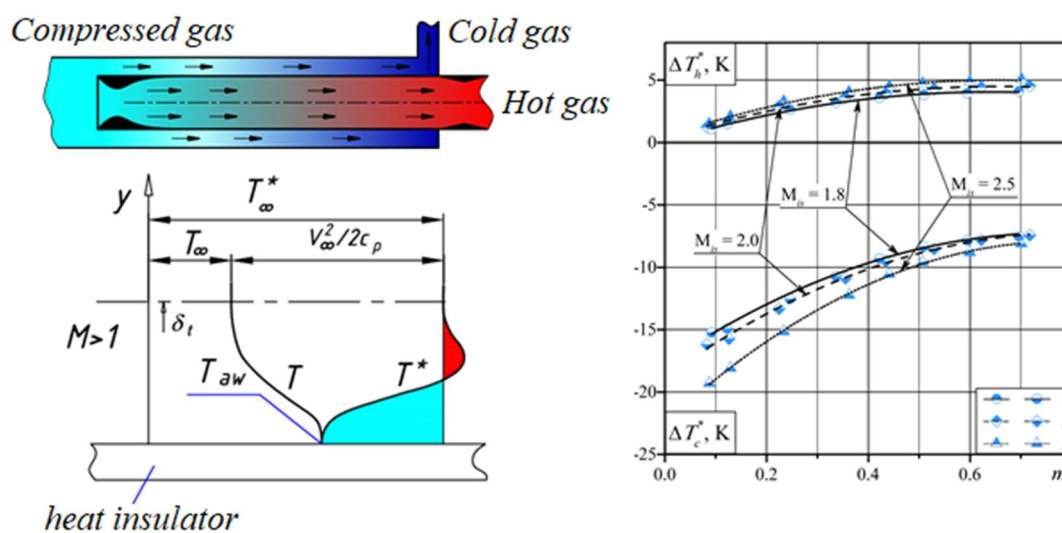
A. G. Zditovets, S. S. Popovich, N. A. Kiselev, Yu. A. Vinogradov

*Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University,
Moscow, 119192, Russia
zditovets@mail.ru*

Abstract

The paper provides an overview of results, mainly experimental, on the energy separation in single-phase gas flows. Special attention is paid to the field of scientific research of the authors – the effect of energy separation in the compressible gas boundary layer and the creation of the methods and devices based on it for machine-free temperature separation of a gas flow. The experimental data obtained by the author's group are highlighted in detail. Among the considered methods of energy separation are the Leontiev tube and exploring the ways to increase its efficiency, energy separation in a channel with porous permeable walls, the Eckert-Weise effect (aerodynamic cooling) in the cross flow of a compressible gas around a single and pair of side by side cylinders.

Keywords: energy separation, temperature separation, adiabatic wall temperature, temperature recovery factor, compressible gas flow.



Schematic principle of the Leontiev tube energy separation device (top left), Temperature distribution in the boundary layer of a high-speed gas flow around a flat impermeable thermally insulated wall (bottom left); experimentally measured of heating and cooling effects of the flows in the energy separation device (from the right)

УДК 536.24

Экспериментальное исследование способов безмашинного энергоразделения однофазного сжимаемого потока

А. Г. Здитовец, С. С. Попович, Н. А. Киселёв, Ю. А. Виноградов

*НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова,
РФ, Москва, 119192, Мичуринский проспект, д. 1
zditovets@mail.ru*

Аннотация

Приведен обзор работ, в основном экспериментальных, посвященных исследованию энергоразделения (температурного разделения), возникающему в однофазных сжимаемых газовых потоках. Особое внимание уделено области научного исследования авторов – эффекту энергоразделения в пограничном слое сжимаемого газа и созданию на его основе устройств и методов для безмашинного температурного разделения газового потока. Подробно освещены экспериментальные данные, полученные авторским коллективом. В числе рассматриваемых методов энергоразделения – труба Леонтьева и способы повышения ее эффективности, энергоразделение в канале с пористыми проницаемыми стенками, эффект Эккерта – Вайзе (аэродинамическое охлаждение) при поперечном обтекании сжимаемым газовым потоком одиночного и пары бок о бок стоящих цилиндров.

Ключевые слова: энергоразделение, температурное разделение, адиабатная температура стенки, коэффициент восстановления температуры, поток сжимаемого газа.

1. Введение

Эффект энергоразделения или температурного разделения – это возникновение в газовом потоке областей с температурой торможения большей и меньшей начальной величины при отсутствии воздействия на поток в виде технической работы и теплообмена с окружающей средой [1]. Причины, вызывающие энергоразделение, связаны с диссипативными процессами, происходящими в реальных течениях. В одних случаях это дисбаланс между выделением теплоты за счет работы сил трения и ее перераспределением в потоке теплопроводностью, в других это нестационарные пульсации давления и вихревые течения [2]. На основе этих эффектов создаются методы и устройства безмашинного разделения потока на горячий и холодный потоки с температурой торможения больше и меньше начальной [3], соответственно. Наиболее распространенные среди них – вихревые трубы Ранка – Хилша и резонансные трубы Гартмана – Шпренгера. На данный момент создано множество разновидностей таких устройств, которые нашли применение в промышленности [4], [5]. Их безусловными достоинствами являются: простота изготовления, высокая надежность, низкая инерционность, отсутствие систем смазки, возможность работать в широком диапазоне температур рабочего тела. С другой стороны, им присущ и существенный недостаток, ограничивающий их применение в тепловых двигателях и установках – это высокие потери полного давления горячего и холодного потоков по сравнению с обычными методами нагрева и охлаждения потоков.

По принципу работы методы энергоразделения условно можно разделить на методы непосредственного выделения холодного и горячего потоков (трубы Ранка – Хилша) и на методы, основанные на теплообмене между потоками с одинаковой начальной температурой

(труба Гартмана – Шпренгера, труба Леонтьева), осуществляемом внутри устройства. При этом температурный напор в последних методах создается за счет использования эффекта энергоразделения, т.е. в одном из потоков или в обоих создаются условия для возникновения неоднородности в распределении температуры торможения. Следовательно, физическая основа таких методов – это возникновение неоднородности в распределении температуры торможения при обтекании теплоизолированного тела, что, в частности, выражается в отклонении температуры адиабатной стенки от температуры торможения невозмущенного потока. Чем выше это отклонение, тем выше теоретически достижимая разность температур потоков на выходе из устройства [6].

Задача о перераспределении температуры торможения в потоке и, в частности, расчет или экспериментальное определение адиабатной температуры стенки плоской пластины, обтекаемой сжимаемым потоком, является классической в теории теплообмена, и ей посвящена обширная литература [7]. Наличие разницы между адиабатной температурой стенки и начальной температурой торможения используется в методе энергоразделения, предложенного академиком Леонтьевым А. И. (труба Леонтьева [8]). Эта разность тем выше, чем выше скорость потока и чем больше число Прандтля отличается от единицы. При дозвуковых скоростях обтекания плоской пластины однофазным потоком отклонение адиабатной температуры стенки от температуры торможения незначительно, поэтому труба Леонтьева эффективна при больших сверхзвуковых скоростях потока. Возникающую разность температур можно использовать для осуществления теплообмена между дозвуковым и сверхзвуковым потоком непосредственно в трубе Леонтьева или организовать отсос пристенных слоев с пониженной температурой через проницаемую стенку за счет естественного перепада давления между потоком [9], [10] и окружающей средой. Оба метода рассмотрены в данной работе.

Большие скорости потока приводят к большим потерям давления по сверхзвуковой стороне устройства и необходимости иметь большой начальный перепад давлений. Однако если от пластины перейти к поперечному обтеканию одиночного кругового цилиндра дозвуковым сжимаемым потоком, то наблюдается эффект значительного снижения адиабатной температуры стенки в области задней критической точки. Известность данный эффект получил после публикации экспериментов Эккерта и Вайза [11]. В этой работе экспериментально получена разница между температурой торможения набегающего потока и адиабатной температурой стенки в 20°C при числе Маха набегающего потока $M = 0.67$. Для сравнения, разница этих же температур на плоской пластине, при идентичных параметрах набегающего потока составляет 2°C. В итоге эффект был назван “эффектом Эккерта – Вайза” или эффектом аэродинамического охлаждения по аналогии с аэродинамическим нагревом [12]. Следует отметить, что при переходе к большим дозвуковым $M > 0.8$ и далее сверхзвуковым скоростям набегающего потока эффект исчезает. Как показывают численные [13], [14] и экспериментальные [15], [16] исследования, эффект может возрасти на определенных режимах обтекания пары круглых цилиндров, что особенно важно для его практического применения. Результатам экспериментального исследования влияния режимов обтекания пары цилиндров на эффект Эккерта – Вайза, посвящен последний раздел данной статьи. Аэродинамическое охлаждение цилиндров может использоваться как основа для нового устройства энергоразделения.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований эффекта энергоразделения при течении сжимаемого газа. Приведены схемы устройств, позволяющих использовать данные эффекты для энергоразделения сжимаемого газового потока.

2. Энергоразделение в сжимаемом пограничном слое

2.1. Адиабатная температура стенки и коэффициент восстановления температуры

Задача о нахождении распределения температуры газа в пограничном слое на теплоизолированной или адиабатной (непроницаемой для теплового потока) стенке является классической в теории теплообмена и ей посвящена обширная литература [7], [17]. Интерес к этой

задаче обусловлен тем, что температура газа непосредственно на стенке - адиабатная температура стенки T_{aw} – в общем случае отличается от температуры торможения невозмущенного потока (рис.1) и именно она определяет направление теплового потока между сжимаемым потоком и обтекаемой стенкой [18]

$$q_w = \alpha(T_{aw} - T_w), \tag{1}$$

где α – коэффициент теплоотдачи от газа к стенке, Вт/м² К; T_w – локальная температура стенки, К; q_w – удельный тепловой поток от газа к стенке, Вт/м².

В практике инженерных и научных расчётов адиабатная температура стенки определяется с помощью коэффициента восстановления температуры r

$$T_{aw} = T + r \frac{u^2}{2c_p} = T \left(1 + r \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right), \tag{2}$$

где T, u, M – локальные значения термодинамической (статической) температуры газа, скорости и числа Маха набегающего потока или на границе пограничного слоя; c_p – удельная теплоемкость газа при постоянном давлении, Дж/кг К; γ – показатель адиабаты.

Коэффициент восстановления температуры показывает долю кинетической энергии потока, переходящей в тепло на стенке, и определяется выражением

$$r = \frac{T_{aw}-T}{T_0^*-T} = 1 - \frac{T_0^*-T_{aw}}{T_0^*} \cdot \left(\frac{2}{(\gamma-1)M^2} + 1 \right), \tag{3}$$

где T_0^* – температура торможения набегающего (невозмущенного) потока, К.

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 ($Pr \approx 0.7$) показали [7], что для развитого турбулентного пограничного слоя на плоской поверхности величина r слабо зависит от чисел Re и M и может быть принята равной $r \approx 0.89 \pm 0.01$.

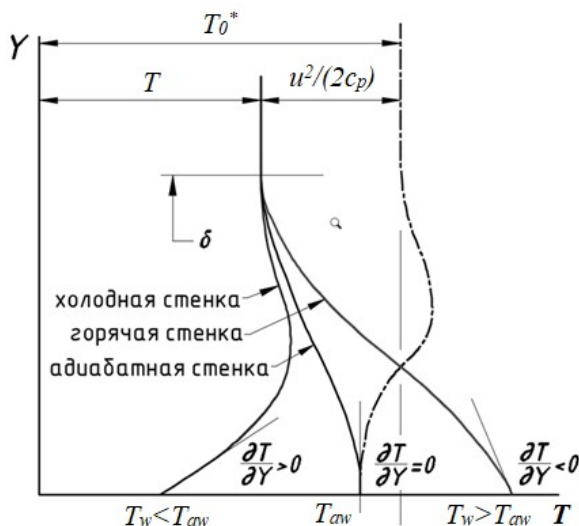


Рис. 1. Распределение по толщине пограничного слоя температуры газа (статической – сплошная линия, торможения – штрихпунктирная) в зависимости от соотношения между локальными значениями температуры стенки T_w и адиабатной температуры стенки T_{aw}

При обработке результатов экспериментальных исследований с целью определения удельного теплового потока или коэффициента теплоотдачи часто вместо величины T_{aw} в

выражении (1) используется либо значение адиабатной температуры стенки для плоской поверхности (когда исследуется безотрывное обтекание тел простой формы), либо температура торможения T_0^* (когда исследуется обтекание, сопровождающееся отрывом) [19]. В первом случае неизменным предполагается коэффициент восстановления температуры r , во втором – адиабатная температура стенки вообще не входит в число определяющих тепловой поток параметров. Замена адиабатной температуры стенки T_{aw} на температуру торможения потока T_0^* , допустимо лишь в случае низкоскоростных (несжимаемых) течений на плоской стенке для газов с числом Прандтля $0.6 < Pr < 1.2$; в случае сжимаемых течений при числе Прандтля газа $Pr \approx 1$, а также локально в области лобового торможения высокоскоростного потока (в этой области $r \approx 1.0$). Во всех других случаях необходимо использовать значение адиабатной температуры стенки характерное для данных условий обтекания, которое определяется в большинстве случаев экспериментально, иначе могут возникнуть существенные погрешности при определении удельного теплового потока или коэффициента теплоотдачи.

В то же время при воздействии различных факторов (число Прандтля газа, рельеф поверхности, отрыв потока, градиент давления) коэффициент восстановления температуры может как увеличиваться до значений, больших единицы, так и уменьшаться до нуля и даже локально принимать отрицательные значения [11], [12]. Ниже будут приведены данные численных и экспериментальных исследований по влиянию на коэффициент восстановления температуры числа Прандтля, а также данные измерений коэффициента восстановления в области отрыва и присоединения сверхзвукового пограничного слоя.

2.2. Влияние числа Прандтля газа на коэффициент восстановления температуры

При обтекании плоской пластины сжимаемым потоком газа наилучшее соответствие наблюдениям показала зависимость коэффициента восстановления температуры в функции числа Прандтля [7]

$$r = Pr^n, \quad (4)$$

где $n = 1/2$ для ламинарного пограничного слоя ($0.72 < Pr < 1.2$), $n = 1/3$ – для турбулентного пограничного слоя ($0.5 < Pr < 2$) [20].

Пионерские экспериментальные исследования Хилтона, Эккерта и Вайзе, Эбера и Уимброу [20] подтвердили возможность использования выражения (4) для расчета коэффициента восстановления при обтекании пластины, цилиндра и конуса с гладкими образующими как для дозвуковых скоростей, так и для сверхзвуковых скоростей набегающего потока (вплоть до $M = 3.1$).

Относительно недавно независимыми численными расчетами [21], [22] были получены близкие зависимости, описывающие изменение коэффициента восстановления температуры в широкой области чисел Прандтля. В работе [21] результаты расчетов в диапазоне $Pr = 0.1 - 0.7$ аппроксимированы зависимостью:

$$r = 0.9 \cdot Pr^{0.1} \quad (5)$$

В работе [22] аппроксимационная зависимость для диапазонов чисел Прандтля $Pr = 0.1 - 7$ и Маха $M = 0.1 - 10$ имеет вид

$$r = 0.94 \cdot Pr^{0.11} \quad (6)$$

Результаты численного расчета коэффициента восстановления температуры на плоской пластине для числа Рейнольдса $Re_x = 10^7$, чисел Маха $M = 1, 2, 3$ и турбулентного числа Прандтля $Pr_t = 0.9$ в диапазоне изменения числа Прандтля $Pr = 0.1 \div 10$, полученные в работе [22], представлены на рис. 2. Там же нанесены зависимости (4–6) и известные авторам экспериментальные данные. При $Pr = 1.0$ коэффициент восстановления не равен единице (по данным [21], [22]), как в случае ламинарного пограничного слоя, авторы объясняют это влиянием турбулентного числа Прандтля.

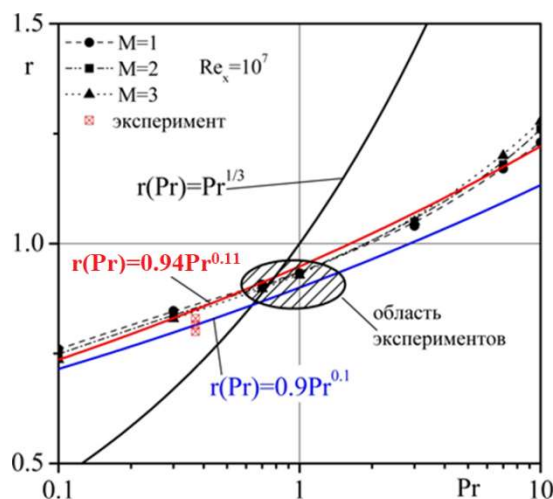


Рис. 2. Влияние числа Прандтля на коэффициент восстановления температуры на плоской пластине. Точки – расчет [22] для $M = 1 \div 3$, $Re_x = 10^7$, $Pr_t = 0.9$, линии – зависимости $r = Pr^{1/3}$, $r = 0.9 \cdot Pr^{0.1}$ [21], $r = 0.94 \cdot Pr^{0.11}$ [22]. Эксперимент для смеси аргон-водород $Pr = 0.36 \div 0.38$ [23]

2.2. Коэффициента восстановления температуры в области отрыва и присоединения пограничного слоя (экспериментальное исследование)

На сверхзвуковой аэродинамической установке АР-2 НИИ механики МГУ (рис. 3, а) проведено измерение адиабатной температуры стенки в следе за уступом [24] и ребром [25]. Для оценки масштаба эффекта измеренные значения сравнивались с результатами, полученными при безотрывном обтекании гладкой стенки при идентичных параметрах набегающего потока.

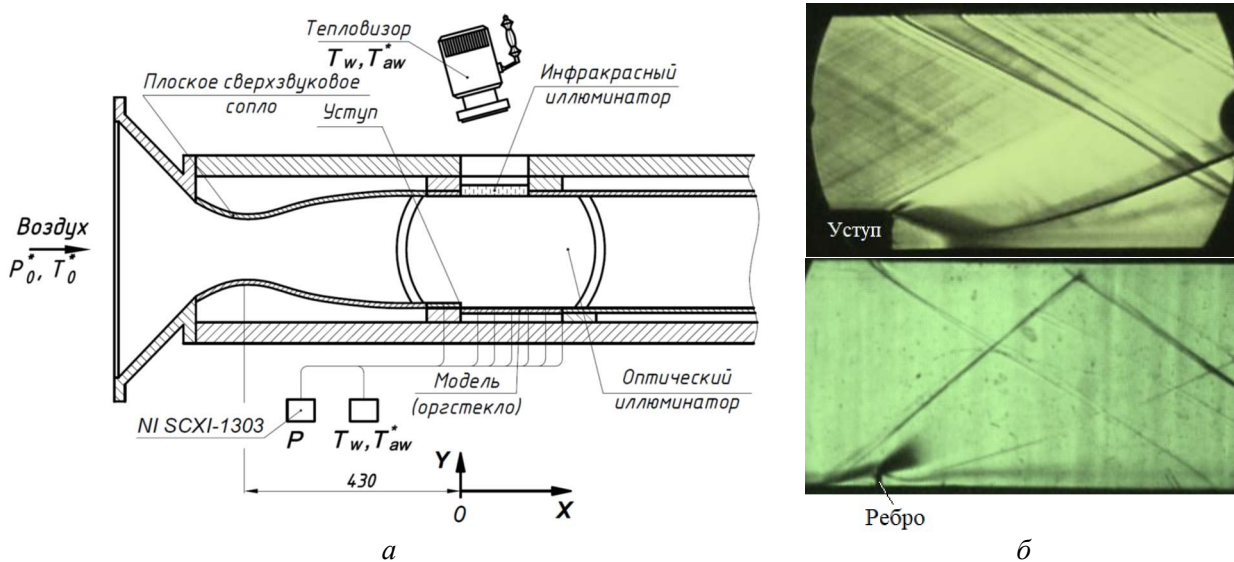


Рис. 3. Схема аэродинамической установки с уступом в рабочей части (а), теневые картины обтекания уступа (сверху) и ребра (снизу) (б)

Результаты представлены в виде распределения коэффициента восстановления температуры вниз по потоку за уступом/ребром. Коэффициент восстановления определялся по параметрам набегающего потока. Число Маха набегающего потока составляло 2.2, число Рейнольдса, рассчитанное по длине динамического пограничного слоя от среза сопла – не менее 2×10^7 . Высота уступа варьировалась от 8 до 20 мм, высота ребра – от 2 до 10 мм при толщине невозмущенного пограничного слоя в сечении расположения уступа/ребра около 6 мм. Проведена визуализация течения за уступом и ребром с помощью теневой фотографии прибором

Теплера ИАБ-451 (рис. 3, б). Температурное поле исследуемой области регистрировалось тепловизором, а также термопарами, запрессованными на поверхности пластины за ребром/уступом. Неопределенность измерения коэффициента восстановления температуры составила $\pm 1.2\%$.

В результате обнаружено, что значение коэффициента восстановления температуры проходит через локальный максимум в области присоединения пограничного слоя на расстоянии около 2 высот уступа вниз по потоку (рис. 4). Далее его значение резко снижалось и проходило через локальный минимум. Влияние уступа распространялось вплоть до 20 высот вниз по потоку. При максимальной высоте уступа $H = 20$ мм значение коэффициента восстановления температуры локально снижалось до 0.85, тогда как при безотрывном обтекании сверхзвуковым потоком гладкой стенки оно составляло 0.89.

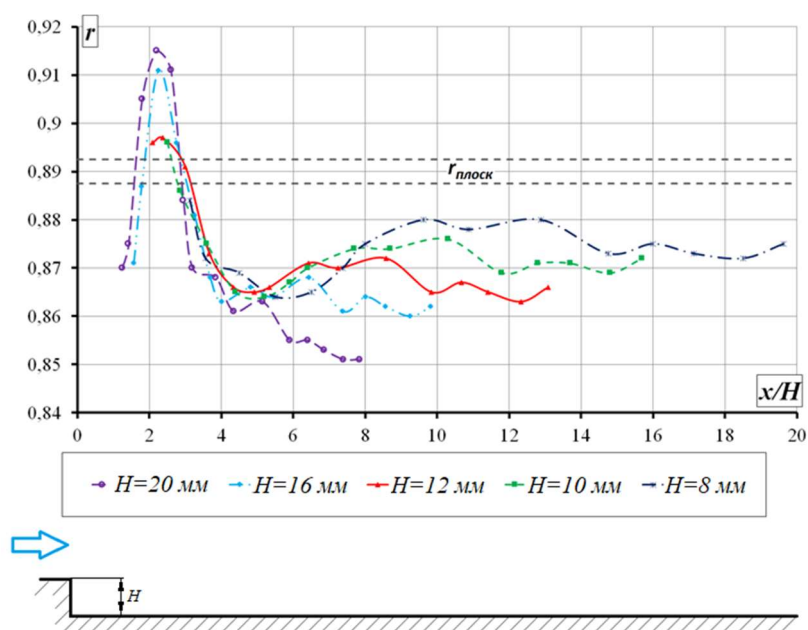


Рис. 4. Распределение коэффициента восстановления температуры на плоской стенке за уступом высотой $H = 8 \div 20$ мм. Число Маха набегающего потока $M = 2.2$

За ребром (рис. 5) зафиксировано снижение коэффициента восстановления температуры в отрывной области до значений $0.815 \div 0.86$ с тенденцией к уменьшению при увеличении высоты ребра от 2 до 10 мм.

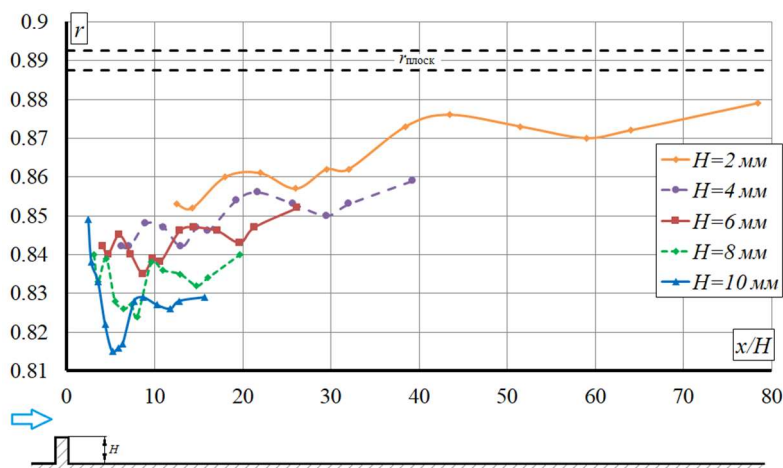


Рис. 5. Распределение коэффициента восстановления температуры на плоской стенке за ребром высотой $H = 2 \div 10$ мм. Число Маха набегающего потока $M = 2.2$

При обтекании гладкой стенки полученный коэффициент восстановления лежит в пределах 0.89 ± 0.01 и соответствует результатам многочисленных ранее проведенных исследований различных авторов. При высоте ребра 2 мм восстановление значения r до величины 0.89 происходило на расстоянии до 80 высот ребра вниз по потоку.

3. Безмашинное энергоразделение потока по схеме Леонтьева (труба Леонтьева)

3.1. Принцип действия

В 1997 году академиком Леонтьевыми был предложен метод получения горячего и холодного потоков безмашинным способом на основе эффекта энергоразделения (температурного разделения) в пограничном слое сжимаемого газового потока. Суть его в следующем: при значении коэффициента восстановления $r \neq 1$ с ростом скорости (числа Маха) газового потока возрастает разность между его начальной температурой торможения T_0^* и адиабатной температурой стенки T_{aw} . Таким образом, два потока с одинаковыми начальными температурами, но разными скоростями будут иметь разные значения адиабатной температуры стенки. Чем больше разность скоростей потоков и чем больше коэффициент восстановления температуры отличается от единицы, тем больше разность адиабатных температур. Следовательно, если потоки вытекают из общего резервуара, разделены теплопроводной перегородкой и имеют разные скорости, то из-за возникающей разности адиабатных температур, между ними возникнет теплообмен. Так как именно значение адиабатной температуры стенки, а не температуры торможения или статической температуры потока, являются определяющими при определении величины и направления теплового потока (1). Теплообмен между потоками будет продолжаться до тех пор, пока значения T_{aw} на обеих сторонах перегородки не станут равными. Таким образом несмотря на то, что потоки имеют одинаковую начальную температуру, один из потоков будет охлаждаться, другой – нагреваться.

Принципиальная схема устройства для реализации данного метода показана на рис. 6, а. Сжатый газ (воздух, пар, смесь газов и т.п.) с начальными параметрами T_0^* и P_0^* поступает из форкамеры – 1, в устройство типа теплообменный аппарат «труба в трубе», где разделяется стенкой внутренней трубы – 2 на два потока 3 и 4. Поток 3 движется с дозвуковой скоростью, поток 4 разгоняется в сопле 5 до сверхзвуковой скорости. С обеих сторон перегородки развивается пограничный слой. Пусть $r < 1$ и перегородка выполнена из теплоизолятора (рис. 6, б). Теплообмен между потоками отсутствует, поэтому температура невозмущенного потока (вне пограничного слоя) равна начальной температуре торможения $T_\infty^* \approx T_0^*$. В низкоскоростном (дозвуковом) потоке скорость невелика и поэтому температура торможения по высоте пограничного слоя практически постоянна и разницей между T_0^* и адиабатной температурой стенки $T_{aw.c}$ можно пренебречь. В сверхзвуковом потоке профиль температуры торможения изменяется по высоте пограничного слоя, и температура газа непосредственно на стенке $T_{aw.h}$ определяется из выражения (2) и в пределе при $M \gg 1$ из выражений (2) и (3) следует что $T_{aw.h} \approx r \cdot T_0^*$. Таким образом, адиабатные температуры поверхностей перегородки отличаются друг от друга. Если перегородку сделать теплопроводной (рис. 6, в), то возникнет тепловой поток пропорциональный разности адиабатных температур $Q \propto (T_{aw.c} - T_{aw.h})$. В таком случае сверхзвуковой поток будет нагреваться, а дозвуковой охлаждаться. Если $r > 1$, то тепловой поток будет направлен в обратную сторону. При $r = 1$ теплообмен между потоками отсутствует. Очевидно, что от величины r существенным образом зависят как интенсивность теплообмена, так и максимальная величина температурного разделения, т.к. величина $T_{aw.h} \approx r \cdot T_0^*$ при $r < 1$ является предельной теоретически достижимой температурой охлаждения дозвукового потока в данном устройстве [6], [26]–[28].

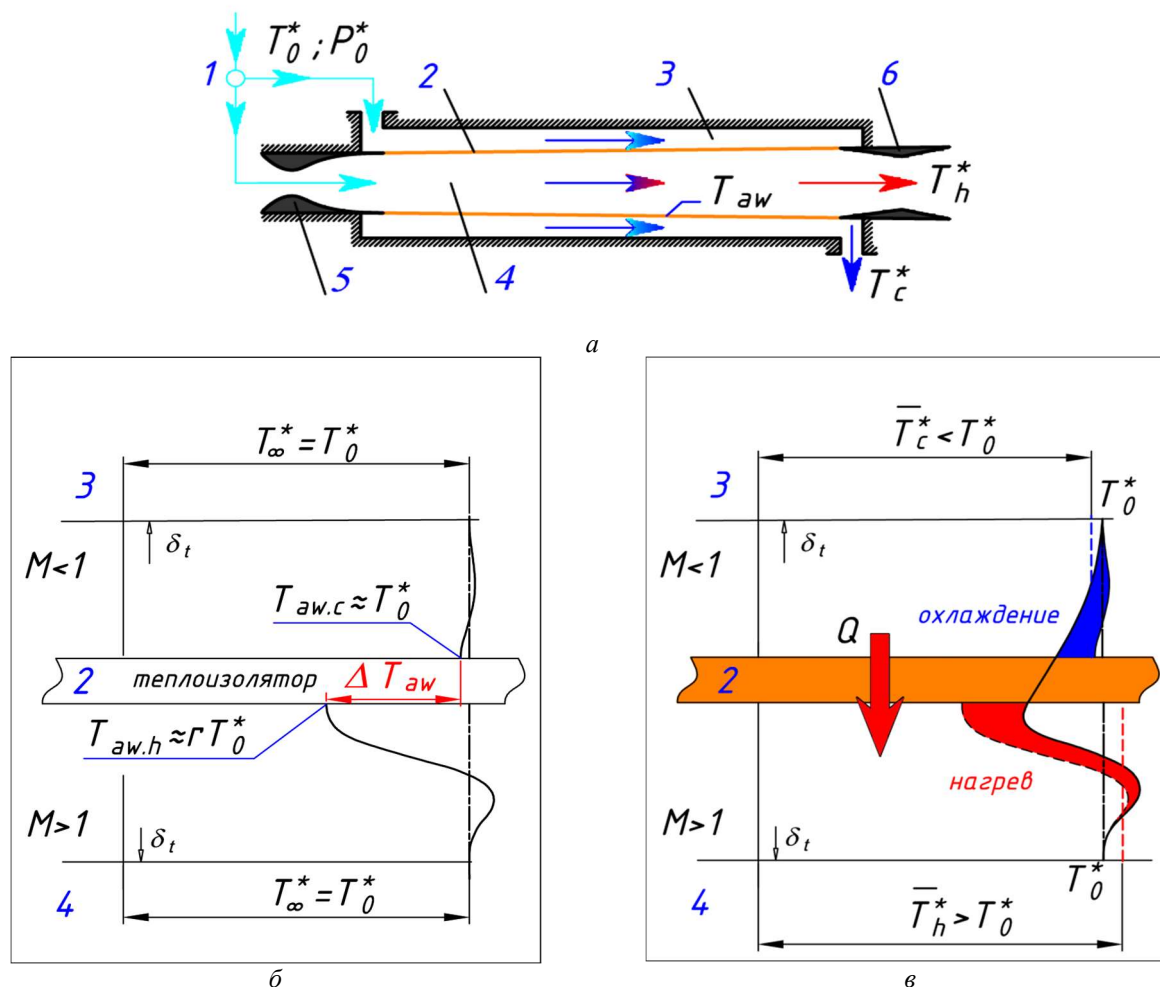


Рис. 6. Принципиальная схема устройства для температурного разделения потоков по схеме Леонтьева (а). Распределение температуры торможения в пограничном слое дозвукового и сверхзвукового потоков при обтекании перегородки, изготовленной из теплоизолятора (б) и теплопроводной перегородки (в)

3.2. Экспериментальный стенд

Экспериментальные исследования проводились на малорасходной аэродинамической установке лаборатории 108 НИИ механики МГУ. Схема экспериментального стенда представлена на рис. 7.

Стенд предназначен для исследования теплообмена между дозвуковым и сверхзвуковым потоками как с разными, так и с одинаковыми начальными температурами торможения. Теплообмен осуществляется в рабочей части стенда. Она состоит из двух коаксиальных каналов – внутреннего (II) и внешнего (I), разделенных теплопроводной (латунной) стенкой. По внутреннему каналу газ движется со сверхзвуковой скоростью, по внешнему с дозвуковой.

Внутренний канал (II) выполнен в семи латунных секциях, собранных воедино, каждая длиной 100 мм и внешним диаметром 29 мм. В первых четырех секциях внутренний канал конический (конусность 1:50). Входной диаметр 1-й секции 6 мм, выходной диаметр 4-й секции 14 мм. В последних трех секциях внутренний канал цилиндрический с диаметром 14 мм. На входе во внутренний канал устанавливались сменные сверхзвуковые сопла. Всего использовалось три сопла с расчетными числами Маха на срезе при изоэнтропическом истечении воздуха $M_{is} = 1.8, 2.0$ и 2.5 . На выходе из внутреннего канала располагался сверхзвуковой диффузор внешнего сжатия – 5. Сверхзвуковые сопла и диффузор изготовлены из эбонита. После диффузора поток попадал в ресивер – 10, изготовленный из полиэтилена низкого давления с внутренним диаметром 90 мм, длиной 300 мм, толщиной стенки 10 мм.

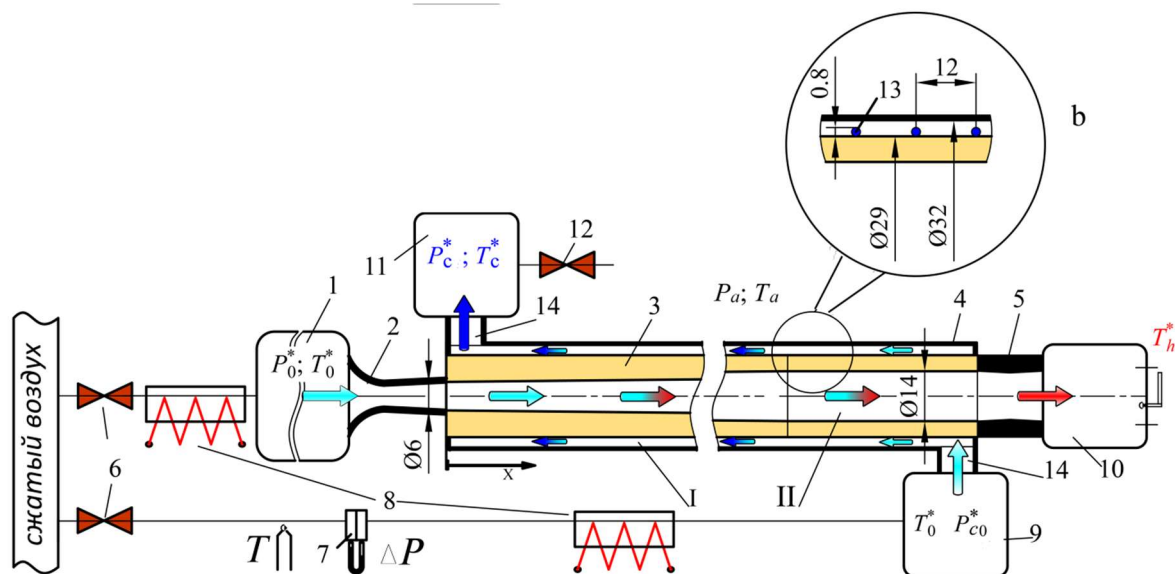


Рис.7. Схема экспериментального стенда: 1, 9 – форкамеры; 2 – сверхзвуковое сопло; 3 – латунный стержень с внутренним коническо-цилиндрическим каналом; 4 – труба с теплоизоляцией; 5 – выходной сверхзвуковой диффузор; 6 – регуляторы давления; 7 – расходомерное устройство; 8 – электрические нагреватели; 10, 11 – ресиверы; 12 – вентиль; 13 – кольцевые интенсификаторы теплообмена; 14 – входной и выходной патрубки; b – схема расположения интенсификаторов теплообмена в дозвуковом канале устройства

Ресивер свободно сообщался с атмосферой через выходное отверстие диаметром 20 мм.

Внешний кольцевой канал (I) рабочей части стенда образован внутренней поверхностью стальной трубы – 4 диаметром 32 мм и внешней поверхностью латунных секций – 3 диаметром 29 мм. Вход и выход потока осуществлялся через стальные трубки – 14 с внутренним диаметром 10 мм, расположенные перпендикулярно оси канала. Форкамера – 9 соединялась с входной трубкой через гибкий рукав с внутренним диаметром 14 мм, длиной 100 мм. После кольцевого канала поток поступал в ресивер – 11, выполненный из эбонита с внутренним диаметром 20 мм, длиной 100 мм, заключенным в металлический кожух. Через вентиль – 12 ресивер сообщался с атмосферой. На рис. 7 показан вариант подключения рабочей части для реализации противоточной схемы течения потоков, при прямоточной схеме – форкамера – 9 и ресивер – 11 меняются местами. На некоторых режимах работы стенда во внешнем кольцевом канале использовались интенсификаторы теплообмена в виде кольцевых выступов. Их форма, расположение и размеры приведены на рис. 7, b. Все внешние поверхности стенда покрыты теплоизолятором – вспененным полиэтиленом толщиной 10 мм.

Подача сжатого воздуха (до 25 атм) на стенд осуществляется из баллонной системы, в которую воздух поступает после компрессора, пройдя через масляный фильтр и систему осушки.

3.3. Результаты экспериментального исследования энергоразделения по схеме Леонтьева

На рис. 8 представлена часть результатов экспериментального исследования безмашинного энергоразделения (температурного разделения) по методу, предложенному академиком Леонтьевым. Результаты получены на вышеописанном экспериментальном стенде. На рис. 8, a показано влияние начальной температуры воздушного потока T_0^* на рост среднемассовой температуры торможения внутреннего (сверхзвукового) потока $\Delta\bar{T}_h^* = \bar{T}_h^* - T_0^*$ и ее снижение у внешнего (дозвукового) потока $\Delta\bar{T}_c^* = \bar{T}_c^* - T_0^*$ в зависимости от массовой доли охлажденного (дозвукового) потока (m – массовый расход охлажденного (дозвукового) потока отне-

сенный к общему массовому расходу через установку). Неопределенность в определении величин $\Delta\bar{T}_c^*$ и $\Delta\bar{T}_h^*$ составляла ± 0.4 К. В сверхзвуковом канале использовалось сопло с расчетным числом Маха $M_{iS} = 2.5$. Видно, что рост начальной температуры T_0^* вел к росту абсолютных величин нагрева $\Delta\bar{T}_h^*$ и охлаждения $\Delta\bar{T}_c^*$ потоков при идентичных значениях m .

На рис. 8, б показано влияние числа Маха на нагрев/охлаждение потоков в устройстве в зависимости от массовой доли охлажденного потока. Использовались три сменных сверхзвуковых сопла с $M_{iS} = 1.8, 2.0, 2.5$. Так с ростом числа Маха потери на трение возрастают, то на поддержание сверхзвукового течения на одной и той же длине канала требовался больший перепад давлений. Поэтому с ростом M_{iS} значение P_0^* росло, при этом значение T_0^* поддерживалось неизменным. Для каждого M_{iS} значение P_0^* подбиралось экспериментально, и ее величина соответствовала минимальному значению необходимому для установления сверхзвукового течения на всей длине канала. Таким образом, для сопел с $M_{iS} = 1.8, 2.0, 2.5$ значения P_0^* составляли 10.5, 11.5 и 16.5 атм, соответственно. Число Маха изменялось по длине канала – немного росло в конической части и снижалось в цилиндрической, в итоге среднее по длине канала число Маха было близко к M_{iS} на срезе сопла.

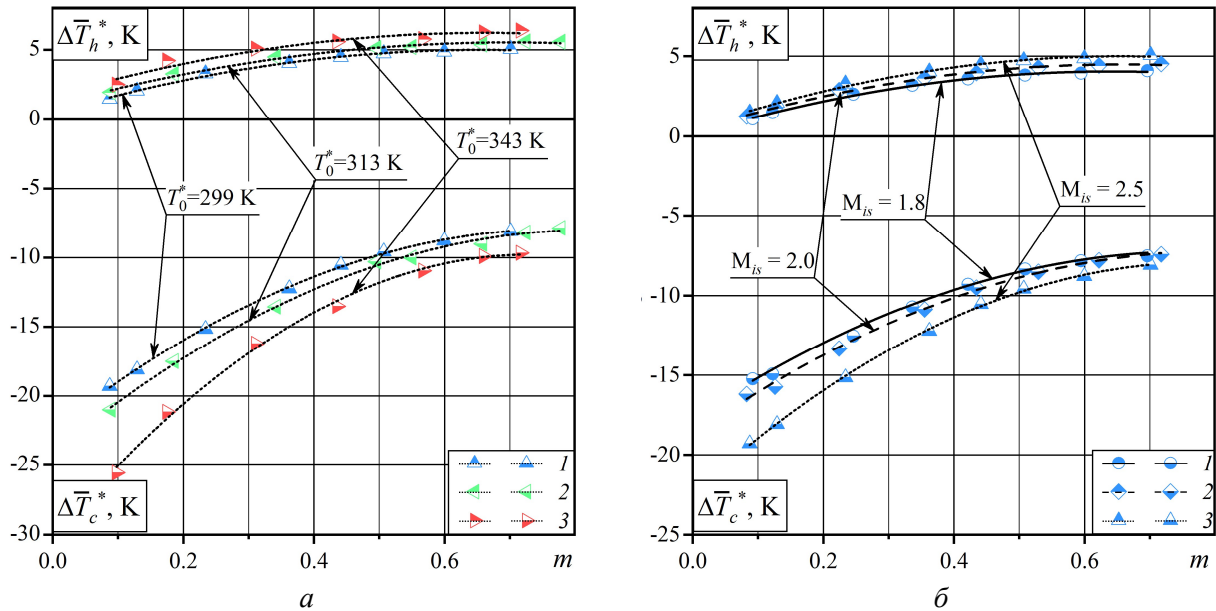


Рис. 8. Нагрев $\Delta\bar{T}_h^* = \bar{T}_h^* - T_0^*$ сверхзвукового (значки закрашены сверху) и охлаждение $\Delta\bar{T}_c^* = \bar{T}_c^* - T_0^*$ дозвукового (значки закрашены снизу) потоков в зависимости от массовой доли дозвукового потока m . Схема течения противоточная. Дозвуковой канал с интенсификаторами теплообмена. Для значений $T_0^* = 299, 313$ и 343 К при числе Маха $M_{iS} = 2.5$ (а), для значений чисел Маха $M_{iS} = 1.8, 2.0$ и 2.5 на входе в сверхзвуковой канал при $T_0^* = 299$ К (б)

Рост M_{iS} приводил к большему охлаждению дозвукового потока. Видно, что охлаждение дозвукового потока до минимальной температуры T_{aw} , которая определяется из выражения (3) для данных T_0^* , M_{iS} и r наиболее близко при низких значениях массовой доли охлажденного потока $m \approx 0.1$. С ростом m возрастает значение тепловой мощности, которую необходимо отводить от дозвукового потока к сверхзвуковому для достижения минимальной возможной температуры T_{aw} . При этом коэффициент теплопередачи растет незначительно (при $m > 0.1$ коэффициент теплоотдачи в сверхзвуковом канале меньше, чем в дозвуковом, поэтому рост коэффициента теплоотдачи в дозвуковом канале, вызванный ростом массового расхода через него, практически не влияет на величину коэффициента теплопередачи в целом), также не меняется площадь поверхности теплообмена. Следовательно, возникает дисбаланс между передаваемой тепловой мощностью и той, которую необходимо передать для достижения минимальной температуры, что вызывает снижение $\Delta\bar{T}_c^*$ с ростом m . Поэтому

для повышения эффективности охлаждения в данном устройстве необходимо использовать методы интенсификации теплообмена в сверхзвуковом потоке, обеспечивающие опережающий прирост коэффициента теплоотдачи над коэффициентом сопротивления (рост коэффициента аналогии Рейнольдса) и минимально воздействующие на скорость основного потока (должна оставаться сверхзвуковой). Из-за указанных требований, практически все известные способы интенсификации теплообмена, используемые в дозвуковых потоках, неприменимы в сверхзвуковом канале данного устройства. Данная задача крайне сложна и требует нетривиальных решений. Более подробно о результатах вышеописанных исследований можно узнать из работ [3], [6].

3.4. Интенсификация теплообмена в трубе Леонтьев за счет создание системы косых скачков уплотнения в сверхзвуковом канале

В устройстве, приведенном на рис. 7, при одинаковых массовых расходах через внешний (дозвуковой) и внутренний (сверхзвуковой) канал, коэффициент теплоотдачи существенно выше со стороны дозвукового потока при $m > 0.1$. Поэтому для повышения эффективности устройства в целом, необходимо интенсифицировать теплообмен со стороны сверхзвукового потока. Однако, введение интенсификаторов теплообмена в сверхзвуковой поток приводит к образованию скачков уплотнения, повышению потерь полного давления, снижению средней скорости течения газа, и, как результат, к снижению среднего температурного напора между потоками (растет средняя по длине величина T_{aw} в сверхзвуковом канале). Если интенсивность воздействия такова, что поток из сверхзвукового становится дозвуковым на большей части канала, то это крайне негативно сказывается на работе всего устройства. Возможность интенсификации теплообмена в сверхзвуковом канале, а также работоспособность устройства при наличии системы скачков уплотнения была проверена в нижеприведенной серии экспериментов. В качестве интенсификаторов теплообмена и одновременно генераторов косых скачков уплотнения использовались кольцевые ребра, установленные в коническо-цилиндрическом сверхзвуковом канале экспериментального стенда, приведенного на рис. 7. Их относительные размеры и расположение схематично показаны на рис. 9. Для разгона потока использовалось коническое сверхзвуковое сопло с числом Маха на срезе $M_{is} = 1.9$. Устанавливалось от одного до трех ребер по длине канала. Ребра устанавливались на стыке латунных секций (рис. 9, б), таким образом, что в канал выступала часть, имеющая в поперечном сечении форму клина. Степень загромождения потока была наибольшей в сечении установки первого ребра (100 мм от среза сопла) и составляла $\approx 19\%$, и уменьшалась до $\approx 13\%$ в сечении установки третьего ребра (300 мм от среза сопла перед последней конической секцией канала).

Исследования проводились как с установленными ребрами, так и без, при одинаковых начальных параметрах потоков. На первом этапе исследований дозвуковой поток отсутствовал (наружная труба (поз. 4 рис. 7) была демонтирована, а внешняя поверхность сверхзвукового канала – зачернена для тепловизионного исследования). Измерялось распределение статического давления и, с помощью тепловизора, – температурное поле внешней поверхности сверхзвукового канала. Из-за существенной разницы коэффициентов теплоотдачи при вынужденной конвекции со стороны сверхзвукового потока и при естественной конвекции со стороны окружающей среды, температура внешней поверхности сверхзвукового канала близка к адиабатной температуре стенки. Температурные измерения позволяли оценить потенциал охлаждения дозвукового потока. Сначала проводились измерения без интенсификаторов теплообмена, после чего внутри сверхзвукового канала устанавливались ребра на расстоянии 100, 200 и 300 мм от среза сопла с варьированием количества и взаимного расположения ребер. На втором этапе исследований по дозвуковому каналу запускался поток воздуха (после предварительного монтажа наружной трубы поверх сверхзвукового канала) и измерялся суммарный эффект энергоразделения по показаниям термопар на входе и выходе из соответствующих каналов устройства.

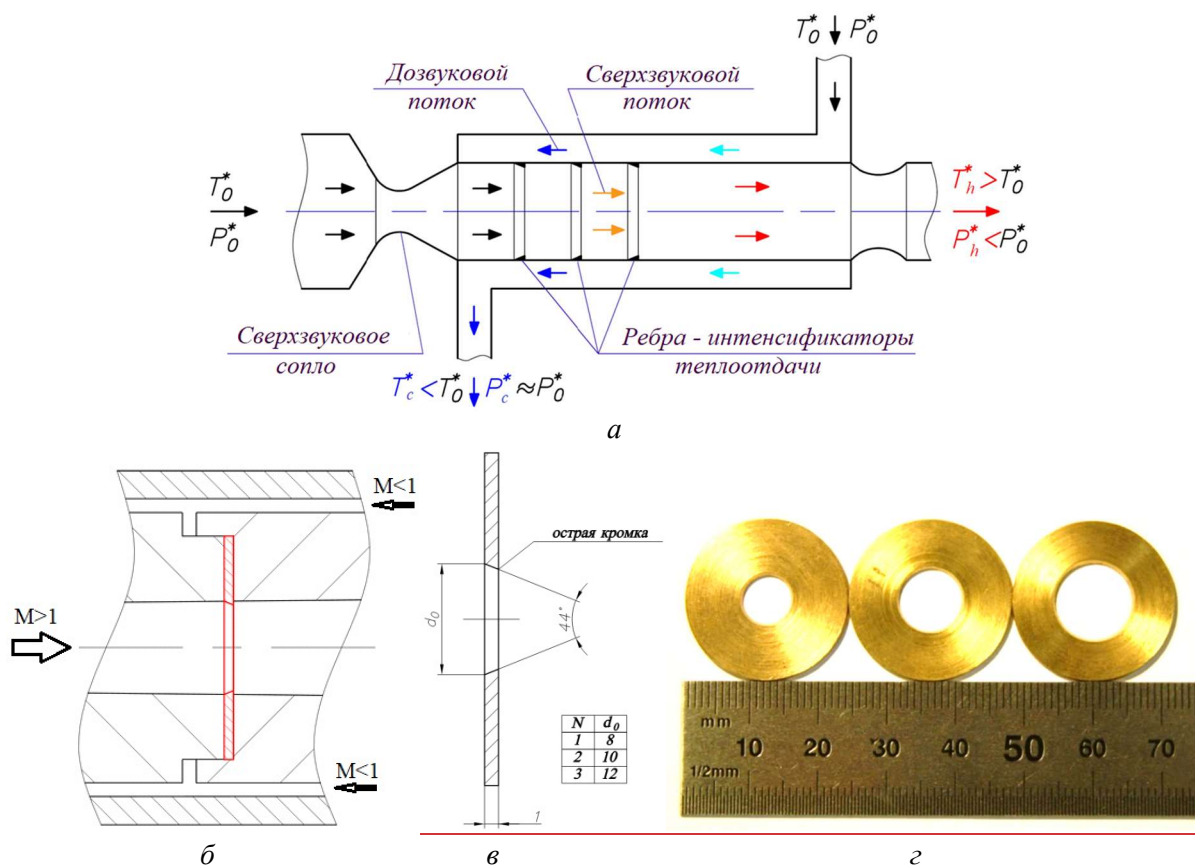


Рис. 9. Схема экспериментального стенда для исследования энергоразделения по схеме Леонтьева с кольцевыми ребрами – интенсификаторами теплообмена в сверхзвуковом канале (а), фрагмент чертежа рабочей части стенда с расположением ребра, между латунными секциями сверхзвукового канала (б), чертеж ребра с основными геометрическими размерами (в), фотография кольцевых ребер (г)

На рис. 10 отчетливо виден рост статического давления за местом установки первого ребра $x = 100$ мм. Так, например, для конфигурации из трех ребер рост давления составил: за первым ребром – до 34 %, за вторым ребром – до 55 %, за третьим – до 75 %. На цилиндрическом участке $x > 400$ мм максимальное увеличение статического давления в оробренном канале составило до 2.2 раза. Несмотря на установленные ребра, поток оставался сверхзвуковым на всем протяжении канала.

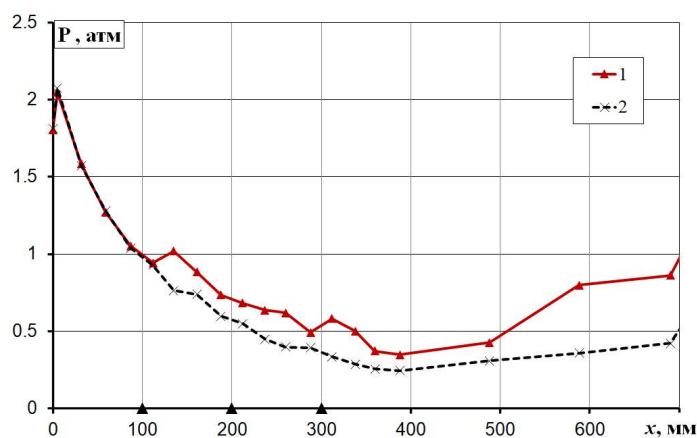
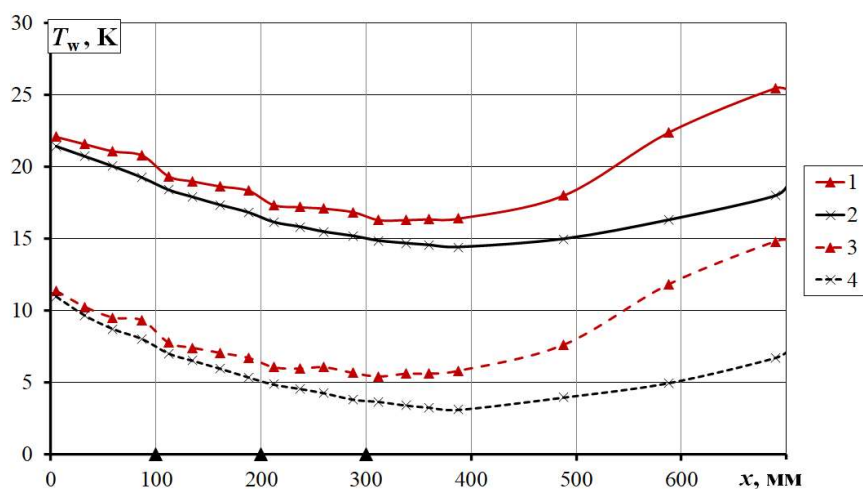


Рис. 10. Распределение статического давления в сверхзвуковом канале устройства энергоразделения (число Маха на срезе сопла - входе в канал $M_{is} = 1.9$, начальные параметры $T_0^* = 313$ К, $P_0^* = 12$ атм.). 1 – канал с ребрами; 2 – без ребер. Треугольники на оси x схематично изображают ребра

Одновременно регистрировалось температурное поле наружной поверхности (адиабатная температура стенки в данной постановке) сверхзвукового канала при помощи тепловизора. На рис. 11 видно, что установка ребер в сверхзвуковом канале увеличивает адиабатную температуру стенки, снижая, таким образом, потенциал охлаждения дозвукового потока в устройстве. Локальное увеличение адиабатной температуры стенки наблюдалось в окрестности каждого ребра и вниз по потоку. Увеличение адиабатной температуры стенки при размещении ребер можно объяснить несколькими факторами:

- снижением скорости течения в ядре потока из-за возникающих косых скачков уплотнения при обтекании кольцевого ребра;
- локальным ростом адиабатной температуры в области падения косого скачка на стенку (как показано экспериментально в [29]);
- локальным ростом адиабатной температуры перед ребром, как указывается в некоторых исследованиях [17].

Для устранения отрицательного действия данных факторов необходимо либо обеспечить большую интенсификацию теплоотдачи на большей площади поверхности теплообмена (за счет изменения геометрии канала, закрутки потока или других известных способов интенсификации), либо устранить пересечение косых скачков уплотнения в сверхзвуковом канале, например, за счет организации сверхзвукового течения в наружном кольцевом канале устройства, а дозвукового – в центральном канале. Рост температуры перед ребром может быть нивелирован использованием ступенчатого сверхзвукового канала, обеспечивающего снижение адиабатной температуры стенки в следе и отсутствие отрывного течения перед ступенькой.



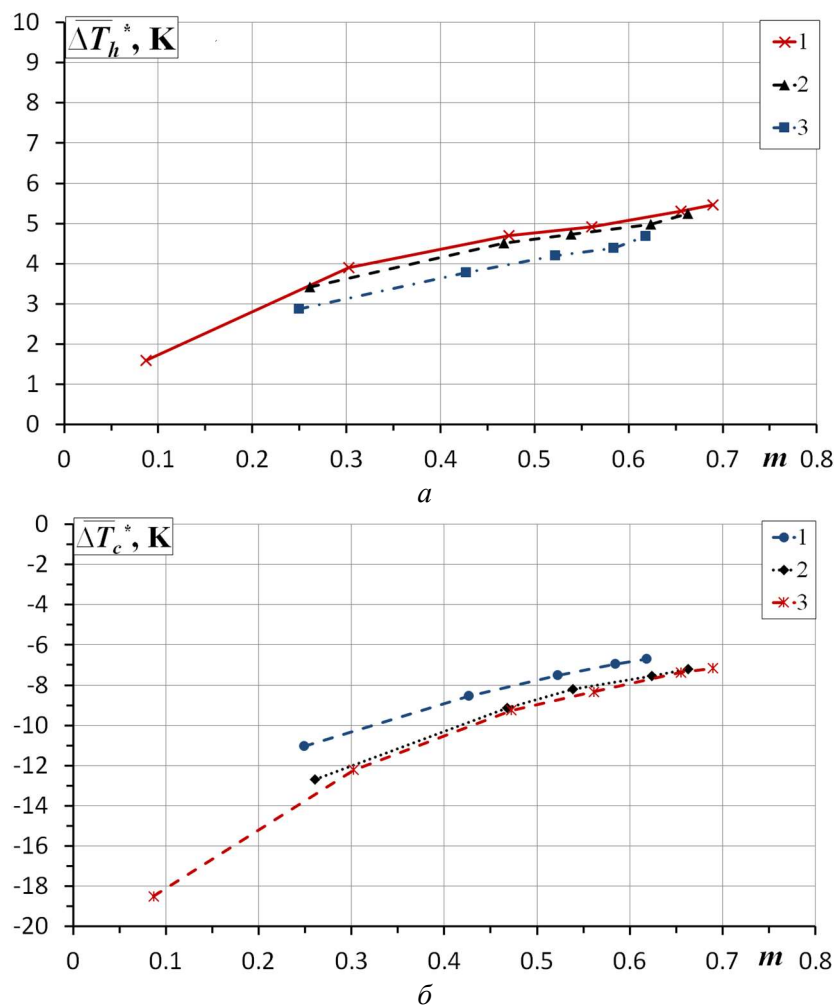
1, 2 – канал с ребрами и без ($T_0^* = 313 \text{ K}$); 3, 4 – канал с ребрами и без ребер ($T_0^* = 298 \text{ K}$)

Рис. 11. Распределение температуры внешней поверхности сверхзвукового канала (адиабатной температуры стенки в данной постановке) вдоль его длины. Число Маха на срезе сопла – входе в канал $M_{is} = 1.9$. Треугольники на оси x схематично изображают ребра

В разделе 2.2 данной работы показано, что температура адиабатной стенки или коэффициент восстановления температуры за ребром, расположенном на одной из четырех стенок рабочего канала аэродинамического стенда, значительно снижается по сравнению со значениями полученными без ребра (до 10 градусов при температуре торможения $20 \text{ }^\circ\text{C}$ и высоте ребра 8 мм, см. рис. 5) и область пониженной температуры распространяется на значительное расстояние вниз по потоку (до 80 высот ребра). Однако, в осесимметричном сверхзвуковом канале устройства энергоразделения, при размещении кольцевого ребра, этот эффект не

наблюдался. Вероятно, взаимодействие косых скачков уплотнения в осесимметричном канале приводило к большему торможению потока и, следовательно, большему снижению температуры стенки.

Нагрев и охлаждение потоков на выходе из устройства сравнивались с данными, полученными при работе устройства без ребер при одинаковых начальных параметрах газового потока (рис. 12). Установка ребер в коническо-цилиндрическом сверхзвуковом канале приводила к снижению эффекта энергоразделения на выходе из устройства. Несмотря на это, работоспособность устройства сохранялась. Наименее эффективно работает участок цилиндрического сверхзвукового канала $x > 400$ мм. Как следует из рис. 11, адиабатная температура стенки на длине от 400 до 700 мм значительно увеличивается.



1 – с тремя ребрами, прямоток; 2 – с тремя ребрами, противоток;
3 – без ребер, противоток

Рис. 12. Нагрев сверхзвукового (а) и охлаждение дозвукового (б) потоков для противоточной и прямоточной схем течения в каналах в зависимости от массовой доли дозвукового потока m при $M_{iS} = 1.9$, $T_0^* = 313$ К, $P_0^* = 12$ атм

Таким образом, установка ребер в сверхзвуковом канале устройства энергоразделения привела к снижению эффектов нагрева сверхзвукового потока и охлаждения дозвукового. Снижение эффекта энергоразделения можно объяснить увеличением адиабатной температуры стенки канала (от 2 до 7 градусов по длине сверхзвукового канала) и, следовательно, снижением располагаемого температурного перепада между температурой торможения со стороны дозвукового потока и адиабатной температурой стенки со стороны сверхзвукового

потока. Поскольку снижение эффекта энергоразделения в устройстве с интенсификаторами теплообмена в сверхзвуковом канале, не приводящими к переходу сверхзвукового потока в дозвуковой, незначительное по сравнению с устройством с гладким сверхзвуковым каналом, то можно сделать практическую рекомендацию использовать в конструкции устройства энергоразделения не профилированное сверхзвуковое сопло, а, например, коническое, что значительно снижает трудоемкость изготовления устройства. Более подробно результаты экспериментального исследования изложены в работах [30], [31]

4. Энергоразделение в канале с проницаемой стенкой

4.1. Принцип действия

Как указывалось во Введении, методы энергоразделения можно условно разделить на методы непосредственного выделения холодного и горячего потоков и на методы, основанные на теплообмене между потоками с одинаковой начальной температурой торможения, осуществляемом внутри устройства безмашинного энергоразделения. В разделе 3 был рассмотрен метод, основанный на теплообмене между потоками внутри устройства. Однако, эффект энергоразделения, возникающий в сжимаемом пограничном слое, можно использовать для создания метода непосредственного выделения холодного и горячего потоков. Рассмотрим принцип его действия. На рис. 13, *а* изображены профили температуры торможения $T^*(y)$ и статической температуры $T(y)$ в пограничном слое на теплоизолированной плоской поверхности (адиабатной стенке) при обтекании ее сжимаемым газовым потоком с числом Прандтля $Pr < 1$. Непосредственно на обтекаемой поверхности температура торможения газа принимает наименьшее значение и, как неоднократно отмечалось выше, данную величину принято называть адиабатной температурой стенки T_{aw} . Так как, при $Pr < 1$ коэффициент восстановления температуры $r < 1$ и $T_{aw} < T_{\infty}^* = T_0^*$, то из (3) следует, что с увеличением числа Маха основного потока разность $T_{\infty}^* - T_{aw}$ растет. Следовательно, организовав удаление пристенных слоев из пограничного слоя, можно разделить газовый поток на два – со среднemasсовыми температурами торможения больше $\bar{T}_h^* > T_{\infty}^*$ и меньше $\bar{T}_c^* < T_{\infty}^*$ начальной температуры торможения, как показано на рис. 13, *б*.

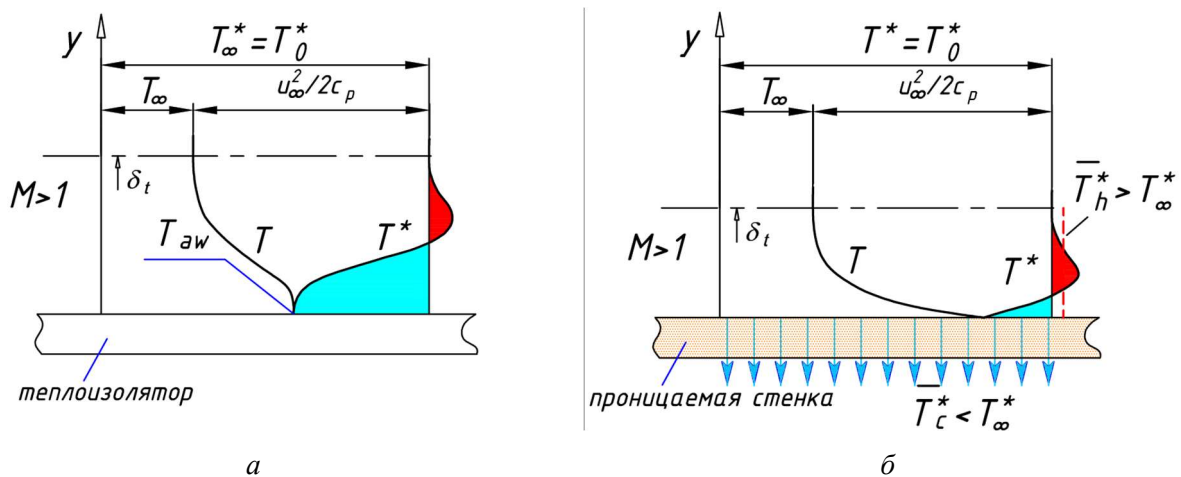


Рис. 13. Распределение температуры торможения и статической температуры в пограничном слое высокоскоростного газового потока при обтекании плоской непроницаемой теплоизолированной стенки (*а*) и в случае отсоса небольшой интенсивности через проницаемую стенку (*б*); для газа с числом Прандтля $Pr < 1$

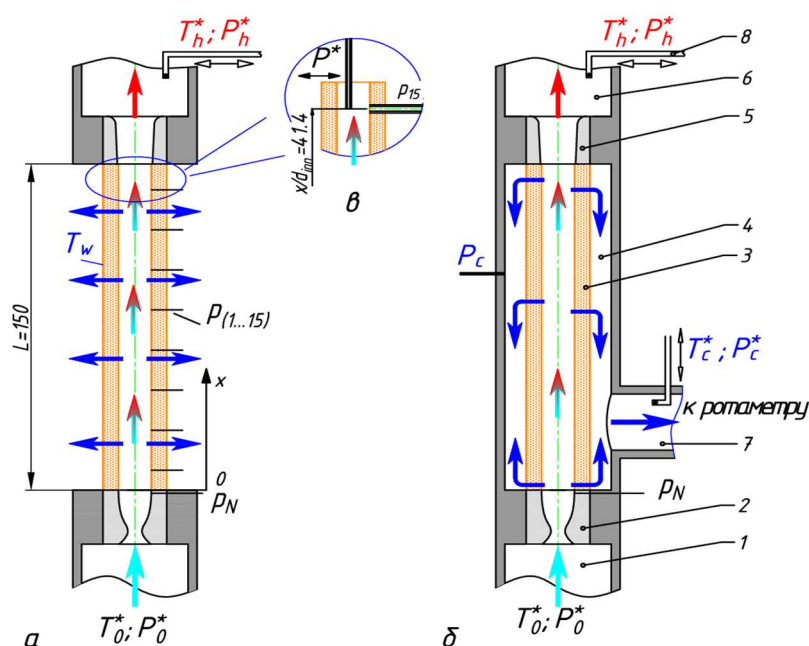
В настоящем разделе приводятся результаты экспериментального исследования процесса энергоразделения (температурного разделения) воздушного потока в канале с пористой проницаемой стенкой.

4.2. Экспериментальный стенд

Схема рабочей части экспериментального стенда показана на рис. 14. Сжатый воздух поступал из газгольдеров, входящих в систему высокого давления НИИ механики МГУ. На входе в форкамеру – 1 экспериментального стенда давление воздуха понижалось в редукторе до необходимого начального значения P_0^* . Электрическим нагревателем, расположенным в форкамере, воздух подогревался до температуры T_0^* . Далее воздушный поток разгонялся в осесимметричном сопле – 2 и попадал во внутренний канал трубки с пористой проникаемой стенкой – 3. Часть потока под действием устанавливающегося естественным образом перепада давления просачивалась через проникаемую стенку. В зависимости от схемы сборки экспериментального стенда эта часть потока, либо сразу поступала в атмосферу (рис. 14, а), либо собиралась в коллекторе – 4, далее через ресивер – 7 и ротаметр (не показан на рис. 14) поступала в атмосферу (рис. 14, б). Оставшаяся часть потока поступала в диффузор – 5 и далее через ресивер – 6 в атмосферу.

Начальная температура потока (температура торможения в форкамере) во всех пусках составляла $T_0^* = 295.7 \pm 0.3$ К (22.5 ± 0.3 °С) и поддерживалась постоянной на протяжении всего исследования. Диапазон изменения начального давления торможения составлял $P_0^* = 1.2 \div 22$ атм. Противодействие равнялось атмосферному P_{amb} . Изменение общего массового расхода воздуха достигалось за счет регулирования значения P_0^* . Соотношение между массовыми расходами воздуха, просочившегося через проникаемую стенку трубки \dot{M}_c , и выходящего из внутреннего канала трубки \dot{M}_h , устанавливалось естественным образом и не подвергалось внешнему воздействию.

Для разгона потока использовалось профилированное сверхзвуковое сопло с расчетным числом Маха на срезе сопла при изоэнтропическом истечении $M_{iS} = 1.43$



1 – форкамера; 2 – осесимметричное сверхзвуковое сопло; 3 – трубка с пористой проникаемой стенкой (проникаемая трубка); 4 – коллектор холодного потока; 5 – выходной диффузор; 6, 7 – ресиверы горячего и холодного потоков, соответственно; 8 – зонды измерения давления и температуры торможения.

Рис. 14. Схема рабочей части экспериментального стенда. Вид рабочей части при исследовании параметров потока во внутреннем канале сопла+проникаемая трубка (а), вид рабочей части при исследовании температурного разделения (б), схема выходного участка при измерении профиля полного давления внутри пористой трубки (в).

Исследования проводились в два этапа. На первом этапе экспериментальный стенд работал по схеме, представленной на рис. 14, *а*, т.е. коллектор 4 отсутствовал. В стенке пористой проницаемой трубки (далее проницаемой трубки) размещались приемники статического давления p_i , что позволяло регистрировать продольное распределение статического давления потока, движущегося по внутреннему каналу проницаемой трубки. Одновременно тепловизором регистрировалась температура внешней поверхности проницаемой трубки – T_w , которая принималась равной температуре проходящего через проницаемую стенку воздуха. На выходе из ресивера 6 в канале диаметром 10 мм зондом регистрировались профили температуры T_h^* и давления торможения P_h^* . Измерения показали, что статическое давление в данном сечении было равно атмосферному.

На втором этапе непосредственно исследовалось влияние начального перепада давления P_0^*/P_{amb} на температурное разделение потока. Стенд работал по схеме, показанной на рис. 14, *б*. В этом случае использовалась полностью идентичная проницаемая трубка, но без приемников статического давления. Зондами регистрировались профили температуры торможения (T_h^* и T_c^*) и давления торможения (P_h^* и P_c^*) нагретого и охлажденного потоков в ресиверах 6 и 7, соответственно. Общий массовый расход воздуха через установку определялся по параметрам торможения в форкамере и расходным характеристикам сверхзвукового сопла. Массовый расход охлажденного потока регистрировался ротаметром, расположенным на выходе из ресивера 7. По полученным данным определялись среднемассовые температуры нагретого \bar{T}_h^* и охлажденного \bar{T}_c^* потоков, соответственно.

Пористая проницаемая трубка была изготовлена из электрокорунда. Ее длина $L = 150$ мм, внешний диаметр 10.4 ± 0.1 мм, внутренний диаметр 3.5 ± 0.1 мм, открытая пористость $\varepsilon = V_{por}/V_{all} \cdot 100\% = 34 \pm 10\%$, где V_{por} – общий объем пор, V_{all} – объем сплошной трубки, средний диаметр пор $60 \div 65$ мкм.

4.3. Результаты и обсуждение

На рис. 15 приведены термограммы внешней поверхности проницаемой трубки снятые тепловизором Infracam ImageIR 8800, для разных начальных перепадов давления P_0^*/P_{amb} .

На рис. 16, *а* показано распределение температуры внешней поверхности проницаемой стенки T_w вдоль ее длины для различных значений начального перепада давления P_0^*/P_{amb} . Как видно, значение T_w существенно снижается по всей поверхности при повышении начального перепада давления P_0^*/P_{amb} от 1 до 4. Далее с ростом P_0^*/P_{amb} от 6 до 22 линии T_w смещаются на примерно одинаковую небольшую величину. Однако если учесть влияние эффекта Джоуля-Томсона на температуру газа, просачивающегося сквозь проницаемую стенку при неравновесном расширении от давления P_0^* до давления P_{amb} через соотношение:

$$T_w = T_{w_0} + \mu_{JT} \cdot (P_0^* - P_{amb}),$$

где T_{w_0} температура поверхности проницаемой стенки без эффекта Джоуля–Томсона и $\mu_{JT} \approx -0.27$ К/атм – коэффициент Джоуля–Томсона для воздуха.

Можно заметить, что основной эффект охлаждения, вызванный энергоделением в пограничном слое высокоскоростного потока, происходит в диапазоне давлений P_0^*/P_{amb} от 2 до 4, далее с ростом P_0^*/P_{amb} эффект охлаждения снижается.

На рис. 17, *а* приведены значения среднемассовой температуры торможения охлажденного (прошедшего через проницаемую стенку) потока и нагретого (выходящего из внутреннего канала проницаемой трубки) потока, в зависимости от величины начального перепада давлений P_0^*/P_{amb} . Данные значения получены в результате осреднения профилей температуры T_h^* и T_c^* , измеренных в соответствующих ресиверах.

На рис. 17, *б* абсолютные значения охлаждения $\Delta \bar{T}_c^* = \bar{T}_c^* - T_0^*$, и нагрева $\Delta \bar{T}_h^* = \bar{T}_h^* - T_0^*$ потоков представлены в зависимости от массовой доли охлажденного потока.

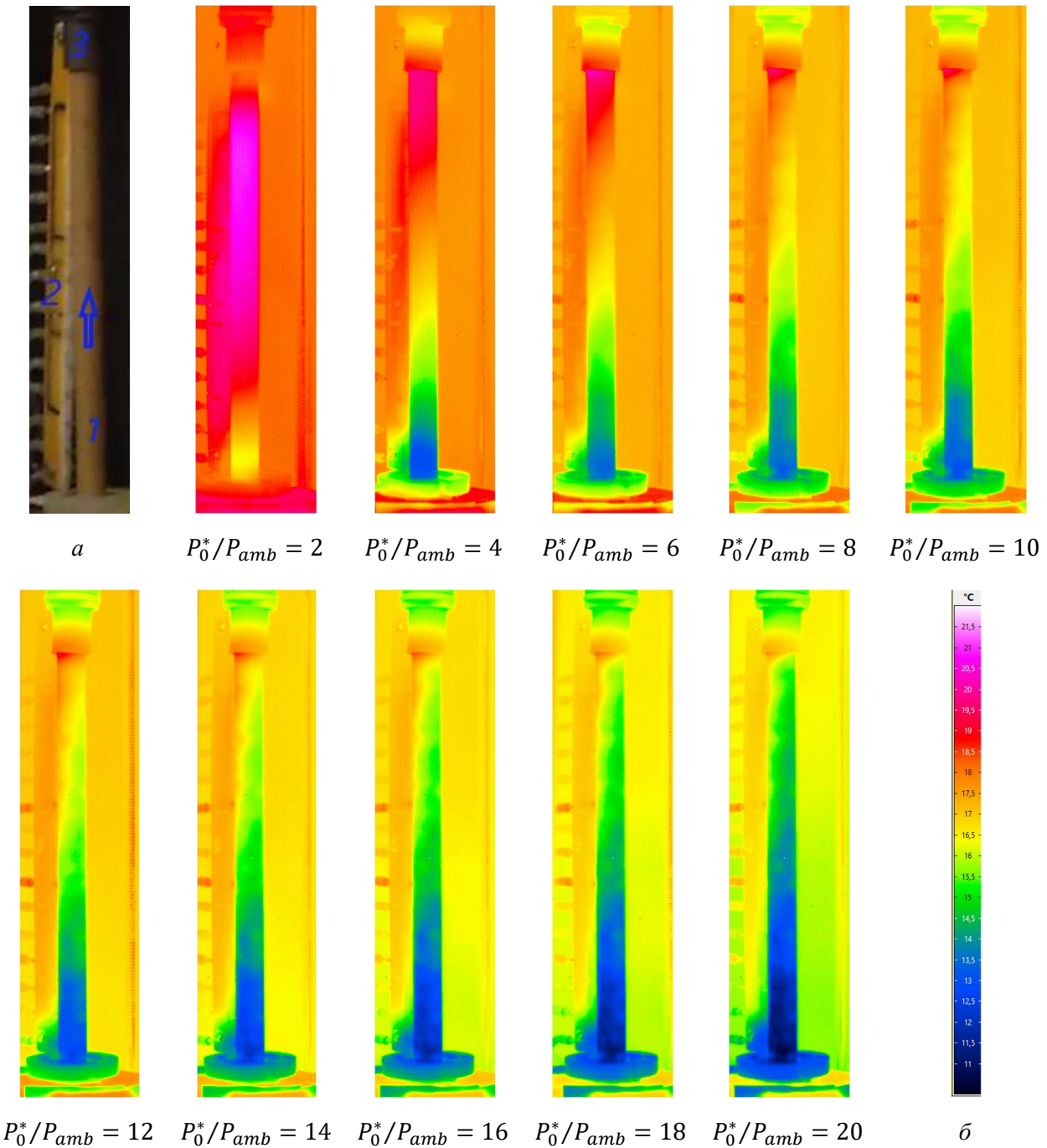


Рис. 15. Термограммы внешней поверхности пронцаемой трубки, параметр – начальный перепад давлений $P_0^*/P_{amb} = 1 \div 20.0$. Температуры торможения в форкамере $T_0^* = 295.7$ К, число Маха на входе в пронцаемую трубку $M_{iS} = 1.43$. Фотография экспериментального участка с дренированной пронцаемой трубкой (пронцаемая трубка – 1, приемники давления – 2, выходной диффузор – 3) (а). Температурная шкала в °С (б)

Там же приведены значения $\Delta \bar{T}_c^*$ и $\Delta \bar{T}_h^*$ определенные из уравнения теплового баланса с учетом эффекта Джоуля – Томсона, которое имеет вид

$$\dot{M} \cdot c_p \cdot T_0^* = \dot{M}_c \cdot c_p \cdot \left(\bar{T}_c^* + \mu_{JT} \cdot (P_c^* - P_0^*) \right) + (\dot{M} - \dot{M}_c) \cdot c_p \cdot \left(\bar{T}_h^* + \mu_{JT} \cdot (P_h^* - P_0^*) \right) \quad (7)$$

В выражении (7) удельная теплоемкость при постоянном давлении c_p принималась постоянной, при этом учитывалось изменение температуры торможения потоков при неравновесном расширении воздуха в диапазоне давлений (охлажденный поток $P_0^* \rightarrow P_c^* \approx P_c$, нагретый поток $P_0^* \rightarrow P_h^* \approx P_{amb}$) за счет эффекта Джоуля – Томсона. Изменение среднемассовой

температуры торможения потока, вызванное только эффектом Джоуля – Томсона, также приведено на рис. 17, б.

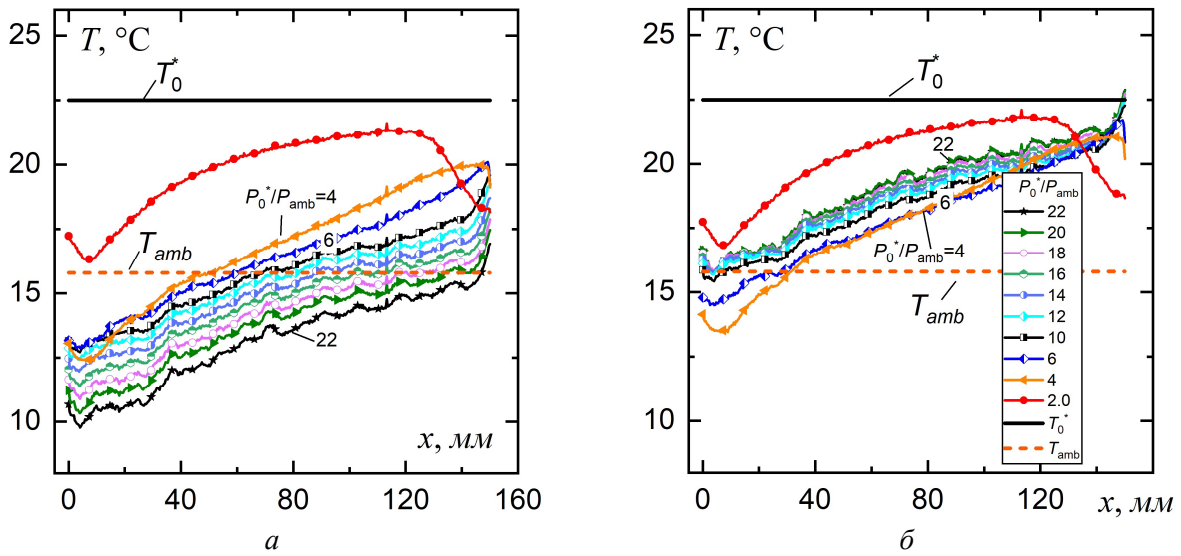


Рис. 16. Распределение температуры внешней поверхности проницаемой трубки вдоль ее длины для различных значений начального перепада давления P_0^*/P_{amb} . Температуры, измеренные тепловизором (а), значение температуры поверхности проницаемой трубки T_{w_0} при исключении эффекта Джоуля – Томсона (б). Сверхзвуковое сопло $M_{is} = 1.43$, $T_0^* = 22.5\text{ }^\circ\text{C}$, $T_{amb} = 15.5\text{ }^\circ\text{C}$. Обозначения одинаковы для двух графиков

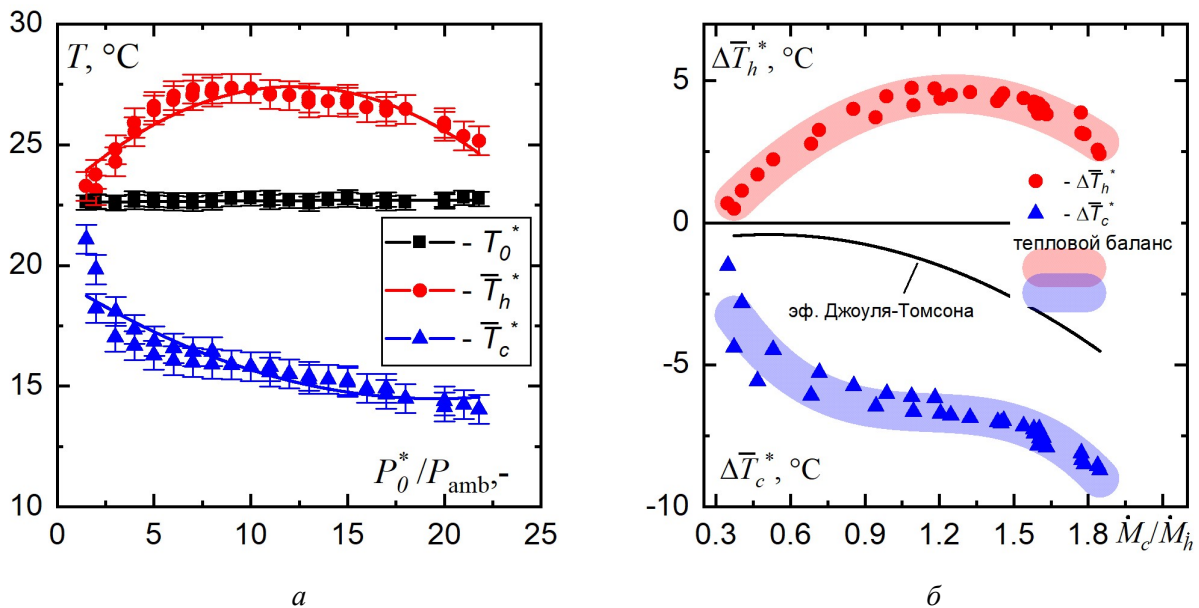
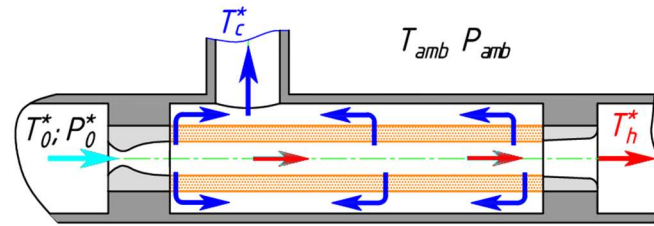


Рис. 17. Среднемассовая температура торможения «горячего» и «холодного» потоков на выходе из устройства в зависимости от начального перепада давлений P_0^*/P_{amb} (а), температурное разделение потоков (нагрев $\Delta T_h^* = T_h^* - T_0^*$, охлаждение $\Delta T_c^* = T_c^* - T_0^*$) в зависимости от массовой доли охлажденного потока (б)

Таким образом можно отметить, что в пределах неопределенности измерений тепловой баланс выполнялся. Абсолютные значения охлаждения и нагрева в экспериментах определялись с неопределенностью ± 0.4 К, при определении T_c^* и ΔT_h^* из выражения (7), неопределенность составила ± 0.5 К.

При организации процесса температурного разделения в канале с проницаемыми стенками, следует учитывать, что интенсивность отсоса $j_w = (\rho w)_w / \rho u$, (где $(\rho w)_w$ – массовая скорость газа на стенке, ρu – в основном потоке) влияет как на локальное число Маха, так и на локальную величину коэффициента восстановления температуры. В случае течения потока со сверхзвуковой скоростью рост интенсивности отсоса приводит к росту числа Маха и, следовательно, росту разности $T_\infty^* - T_{aw}$. С другой стороны, рост интенсивности отсоса ведет к росту значения коэффициента восстановления температуры и при определенном значении j_w локальное значение коэффициента восстановления становится равным единице $r = 1$ и далее не меняется [32]. Следовательно, разность $T_\infty^* - T_{aw} \rightarrow 0$ и температурное разделение потока выше определенных значений j_w становится невозможным. Очевидно, что должно быть соотношение между параметрами потока и проницаемой стенки, которое обеспечивает максимальное температурное разделение [10].

Более подробно о результатах исследования можно узнать в работах [9], [10]

5. Энергоразделение при поперечном обтекании пары цилиндров

5.1. Эффект Эккерта – Вайза и аэродинамическое охлаждение

Другим примером перераспределения температуры торможения является энергоразделение в следе плохообтекаемого тела, например, теплоизолированного кругового цилиндра, поперечно установленного к направлению потока. Как впервые показано в экспериментах Эккерта и Вайза [11] в этом случае адиабатная температура стенки снижается от значений равных температуре торможения набегающего потока (в окрестности передней критической линии) до значений близких и даже меньших статической температуры набегающего потока (в окрестности задней критической линии). Что означало изменение коэффициента восстановления температуры от $r \approx 1.0$ до отрицательных значений (например, в [11] приведено значение $r = -0.21$ при числе Маха набегающего потока $M = 0.64$ и числе Рейнольдса $Re_D = 2.16 \times 10^5$). Столь существенное охлаждение тыльной поверхности кругового цилиндра называют эффектом Эккерта – Вайза или аэродинамическим охлаждением. Эффект проявляется при обтекании тела при наличии нестационарного вихревого следа. При достижении высоких дозвуковых скоростей $M \approx 0.8$ коэффициент восстановления температуры в тыльной части цилиндра резко растет и при сверхзвуковых скоростях становится близок к значениям на плоской пластине [33], [34]. Аэродинамическое охлаждение тыльной поверхности цилиндра может достигать существенных значений в сравнении со снижением адиабатной температуры стенки на плоской пластине при тех же параметрах набегающего потока. Например, в работе [12] получено, что при числе Маха набегающего потока 0.65 и температуре торможения 25°C температура тыльной поверхности кругового теплоизолированного цилиндра снижалась почти на 30 °C градусов и была ниже статической температуры набегающего потока. Снижение температуры теплоизолированной плоской поверхности при тех же параметрах набегающего потока составляет всего 2.5 °C.

Эффект Эккерта – Вайза и связанное с ним энергоразделение в следе плохообтекаемого тела исследовалось во многих, в основном экспериментальных работах [12], [33], [35]–[37]. Предложенная в [12] связь эффекта Эккерта – Вайза с процессом схода вихрей была неявно подтверждена в работах [33], [35]. В [35] было показано, что при возникновении резонанса между частотой стоячих акустических волн в квадратной рабочей части аэродинамического канала и частотой схода вихрей, наблюдается существенное снижение коэффициента давления и коэффициента восстановления температуры в задней критической линии цилиндра, что косвенно свидетельствовало о связи эффекта с интенсификацией вихревой дорожки. С другой

стороны при внесении разделительной пластины в область формирования вихрей наблюдалось подавление вихреобразования, резкий рост давления и температуры поверхности в донной области [33]. В работах [36]–[40] проведены измерения распределения температуры торможения в следе за теплоизолированным цилиндром. Показано наличие областей с температурой торможения больше и меньше температуры торможения набегающего потока. В работах [12], [14], [41] исследовано влияние формы цилиндрического тела на эффект Эккерта – Вайзе. Показана чувствительность значения коэффициента восстановления температуры к форме поперечно обтекаемого цилиндрического тела.

В [13] исследовано энергоразделение в следе и эффект Эккерта – Вайзе при интерференции вихрей, сходящих с двух одинаковых круговых цилиндров, расположенных бок о бок. Исследовались ключевые режимы интерференции: одиночной вихревой дорожки, бистабильный режим и режим спаренной вихревой дорожки. Течение моделировалось на основе прямого численного решения уравнений Навье – Стокса для задач двумерного обтекания теплоизолированных тел потоком вязкого совершенного газа при $Re_D \leq 1000$ и числах Маха $0.1 \leq M \leq 0.8$. Было показано существенное влияние процесса вихреобразования и режимов интерференции на интенсивность эффекта Эккерта – Вайза. Получены режимы, на которых эффект Эккерта – Вайза имеет большую величину, чем при обтекании одиночного кругового цилиндра, и при этом распространяется на большую площадь поверхности. В работе [15] экспериментально подтверждены результаты работы [13] при числах Маха набегающего потока $M = 0.295; 0.365$ и числах Рейнольдса $Re_D = 6.4 \times 10^4; 7.9 \times 10^4$, соответственно. Данный способ воздействия на аэродинамическое охлаждение и эффект Эккерта – Вайза представляется весьма перспективным и малоисследованным.

Устройство энергоразделения. С помощью эффекта Эккерта – Вайза можно осуществить теплообмен между потоками с одинаковыми начальными температурами торможения. Благодаря этому помимо фундаментального интереса данный эффект может иметь важное практическое применение в качестве основы для устройства безмашинного энергоразделения.

Эффект Эккерта – Вайзе возникает в области дозвуковых скоростей, которые достигаются при относительно небольших перепадах давления. Например, для разгона воздушной струи до числа Маха 0.65 необходимый перепад давлений составляет 1.4 (в закрытом канале при наличии диффузора эта величина дополнительно снижается). В простейшей схеме с перекрестным течением потоков с одинаковыми начальными температурами торможения, в которой один поток движется внутри круглого цилиндра, а второй обтекает его в поперечном направлении с высокой дозвуковой скоростью можно осуществить теплообмен между этими потоками. Вследствие эффекта Эккерта – Вайза температура внешней поверхности цилиндра будет снижаться по направлению к задней критической линии, тогда как на внутренней поверхности цилиндра она будет близка к начальной температуре торможения. Таким образом, на стенке цилиндра (между внутренней и внешней поверхностью) возникнет разность температур. Если стенка теплопроводна, то возникнет тепловой поток между внутренним и внешним потоками, пропорциональный этой разности температур. В результате внутренний поток газа охладится, а внешний нагреется.

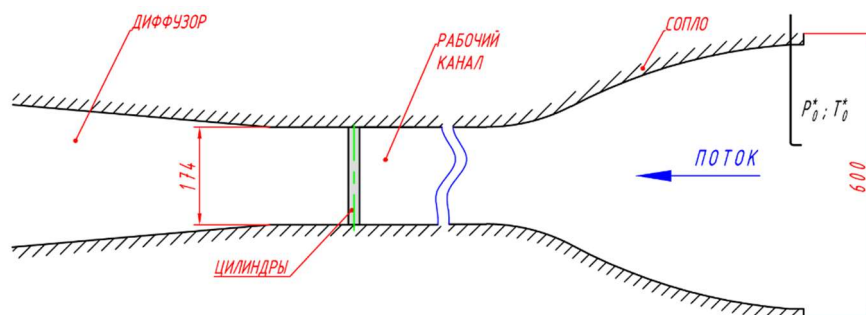
Эффективность устройства энергоразделения, использующего эффект Эккерта – Вайза, напрямую зависит от его величины и площади распространения на поверхности цилиндра. Предельная температура охлаждения внутреннего потока равна минимальной температуре на внешней поверхности теплоизолированного цилиндра.

В связи с этим актуальным является изучение причин, вызывающих аэродинамическое охлаждение или эффект Эккерта – Вайза и способов воздействия на его величину.

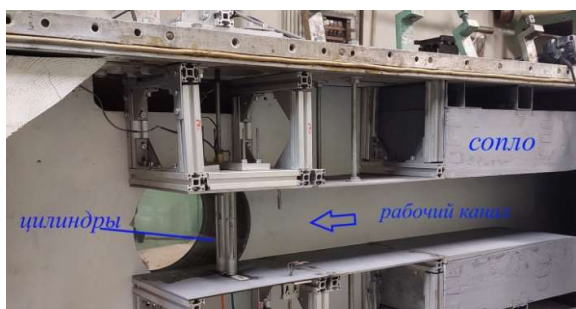
5.2. Методика экспериментального исследования

Аэродинамическая установка. Эксперименты проводились на аэродинамической установке баллонного типа НИИ механики МГУ (рис. 18). Сжатый воздух через плоское профили-

рованное дозвуковое сопло поступал последовательно в рабочий канал, диффузор и в атмосферу. Рабочий канал образован плоскими стенками и имел постоянное поперечное сечение (ширина $W = 250$ мм, высота $H = 174$ мм). Длина канала от среза сопла до места установки цилиндров составляла 885 мм. В боковой стенке рабочего канала было выполнено окно (рис. 18, б), через которое проводилась съемка тепловизором части тыльной поверхности цилиндров. Изменение числа Маха потока в рабочем канале осуществлялось регулировкой уровня давления в форкамере. Число Рейнольдса и число Маха не могли изменяться независимо.



а



б

Рис. 18. Рабочая часть аэродинамической установки с исследуемыми цилиндрами. Схема (а) и фотографии рабочего канала (б) с открытой боковой стенкой (слева) и с закрытой боковой стенкой с окном для наблюдения тепловизором (справа). Направление потока указано стрелкой

Экспериментальные модели. Круговые цилиндры диаметром $D = 20$ мм использовались в качестве теплоизолированных моделей. Материал цилиндров – оргстекло (коэффициент теплопроводности ≈ 0.19 Вт/(м К)). Цилиндры распространялись на всю высоту канала ($L = H = 174$ мм). Пара цилиндров размещалась в рабочей части таким образом, что плоскость, проходящая через оси цилиндров, была перпендикулярна скорости набегающего потока. Первый цилиндр мог поворачиваться вокруг своей оси при помощи автоматического устройства позиционирования. Минимальный угол поворота $\Delta\theta = 0.9$ град. Второй цилиндр устанавливался на необходимое относительное расстояние между осями цилиндров ($P/D=1.1; 1.5; 2.0; 3.0; 4.0$) и был неподвижен (не поворачивался). В крайнем положении расстояние между осями цилиндров составляло $P = 80$ мм ($P/D = 4.0$), в этом случае цилиндры были расположены симметрично относительно оси канала. Степень удлинения модели – $AR = L/D = 174/20 = 8.7$. Загромождение канала при размещении одного цилиндра $BR = D/W \cdot 100\% = 20/250 \cdot 100\% = 8\%$, при размещении двух цилиндров – 16 %.

Согласно классификации работы [43], в несжимаемом потоке на докритическом режиме обтекания в зависимости от относительного расстояния P/D между стоящими бок о бок цилиндрами можно выделить следующие режимы интерференции:

- **Одинокая вихревая дорожка (single vortex street)** $1 < P/D < 1.1 \div 1.2$ – течение за парой цилиндров напоминает течение за плохообтекаемым телом. Образуется одинокая вихревая дорожка и струйное течение в зазоре.

- **Бистабильный режим (bistable flow)** $1.2 < P/D < 2.0 \div 2.2$ – формируются два следа (узкий и широкий), а течение в зазоре формирует струю, отклоняющуюся к узкому следу. Такое течение бистабильно, что означает нерегулярную смену широкого и узкого следа, и, следовательно, направления струи.
- **Спаренная вихревая дорожка (coupled vortex street)** $2.7 < P/D < 4.0 \div 5.0$ – формируются одинаковые по ширине две вихревые дорожки. Они синхронизированы по частоте и фазе, зеркальны относительно оси зазора.

Несмотря на то, что настоящие результаты получены для сжимаемого течения для простоты будем пользоваться вышеприведенной классификацией.

Экспериментальные исследования проводились при двух режимах работы аэродинамической установки. На первом режиме число Маха в рабочей части плавно изменялось от значений, соответствующих запуску рабочей части ($M \approx 0.71$ и $M \approx 0.60$ для одиночного цилиндра и пары цилиндров, соответственно) до $M \approx 0.35$. Цилиндры при этом оставались неподвижными. Регистрировались температура и давление на их поверхности в задней критической линии ($\theta = 180^\circ$) в месте расположения термопар и приемников давления. Это позволило определить зависимости осредненных коэффициентов давления и восстановления температуры от числа Маха набегающего потока для всех значений P/D и для одиночного цилиндра. Также при помощи тепловизора регистрировалось распределение температуры поверхности в тыльной области цилиндров. По измеренным значениям p_w и T_w на задней критической линии рассчитывался коэффициент давления в донной области $C_{pb} = C_p$ при $\theta = 180^\circ$ и коэффициент восстановления температуры $r_b = r$ при $\theta = 180^\circ$ (выражение (8) и (9) соответственно).

$$C_p = \frac{p_w - p}{(\rho \cdot u^2)/2} = \frac{2 \cdot (p_w/p - 1)}{\gamma \cdot M^2}, \quad (8)$$

$$r = \frac{T_w - T}{T_0^* - T} = 1 - \frac{T_0^* - T_w}{T_0^*} \cdot \left(\frac{2}{(\gamma - 1) \cdot M^2} + 1 \right), \quad (9)$$

где p_w и T_w – давление и температура, измеренные на поверхности теплоизолированного цилиндра для данного значения угла θ между скоростью набегающего потока и положением датчика, Па и К, соответственно; T, ρ, u – статическая температура, плотность и скорость набегающего потока, К, кг/м³ и м/с.

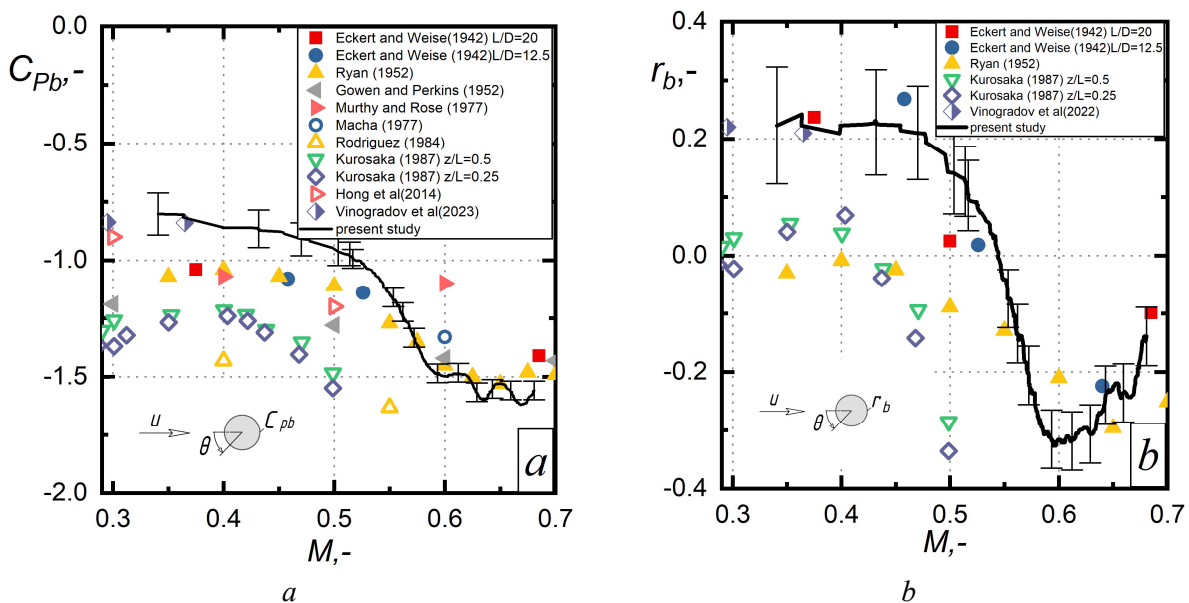


Рис. 19. Распределение осредненного коэффициента давления (a) и коэффициента восстановления температуры (b) при поперечном обтекании одиночного кругового цилиндра сжимаемым потоком воздуха

На рис. 19 представлено распределение осредненного коэффициента давления C_{pb} и коэффициента восстановления температуры r_b в задней критической линии в зависимости от числа Маха при обтекании одиночного цилиндра. Там же для сравнения приведены данные других исследователей.

Как видно из рис. 19, разброс значений r_b , C_{pb} , полученных разными авторами, сокращается с ростом числа Маха. Можно предположить, что в приведенном диапазоне изменения числа Рейнольдса Re_D , степени загромождения BR и степени удлинения AR их влияние на характеристики обтекания снижается с ростом числа Маха.

Также отметим, что характер изменения r_b и C_{pb} от числа Маха качественно совпадает с результатами, полученными в подробных исследованиях Эккерта и Райана, а именно с ростом числа Маха значения r_b и C_{pb} проходят через минимум, лежащий между $M = 0.6$ и $M = 0.7$, при этом изменение C_{pb} коррелирует с изменением r_b .

5.3. Результаты экспериментального исследования

Из-за взаимодействия потока со стенками аэродинамической трубы рост степени загромождения приводит к увеличению разницы между параметрами набегающего (перед моделью) и параметрами невозмущенного (в сечениях расположения модели) потока. В таком случае отношения, основанные на параметрах набегающего потока, например, коэффициент восстановления температуры, зависят от степени загромождения. Поэтому сравнение результатов исследований аэродинамического охлаждения плохообтекаемых тел в аэродинамических трубах следует проводить по отношению T_{wb}/T_0^* .

На рис. 20 показаны измеренные величины аэродинамического охлаждения T_{wb}/T_0^* для пары и одиночного цилиндра в задней критической линии в зависимости от числа Маха набегающего потока.

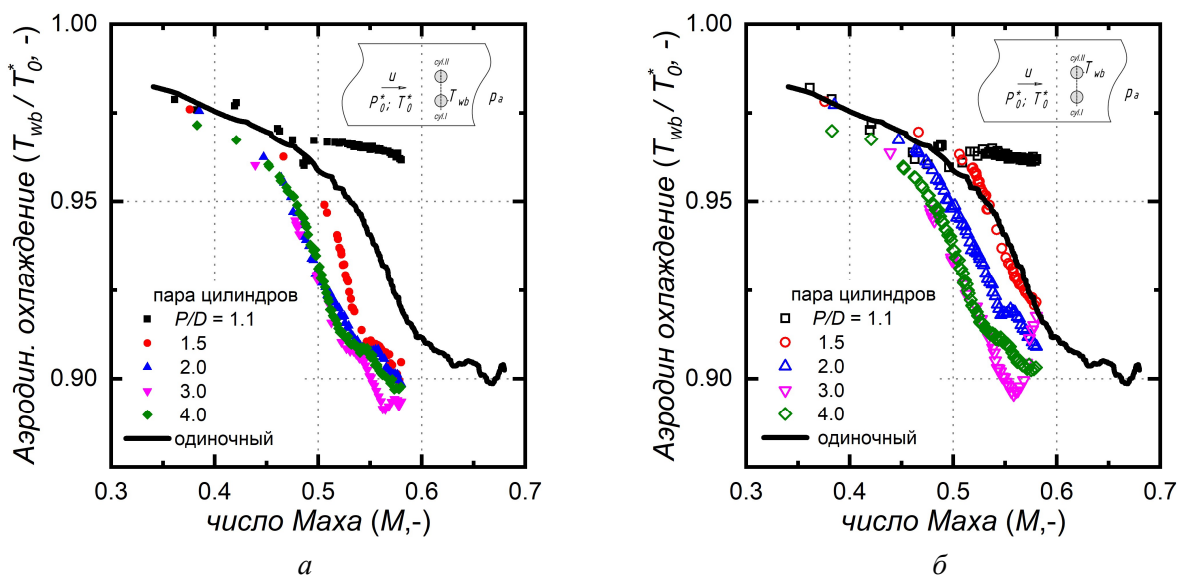


Рис. 20. Отношение температуры поверхности цилиндра, измеренной на задней критической линии, к температуре торможения набегающего потока от числа Маха для разных расстояний между цилиндрами. (а) и (б) значения первом и втором цилиндре, соответственно

Очевидно, что при $P/D = 4.0$, когда взаимное влияние цилиндров друг на друга незначительно, различие в значениях T_{wb}/T_0^* на паре и одиночном цилиндре определяется главным образом различием в степени загромождения (отношение T_{wb}/T_0^* на паре цилиндров смещено по оси M). Таким образом, влияние степени загромождения проявляется смещением величины T_{wb}/T_0^* по оси M , а влияние режима обтекания проявляется в зависимости величины T_{wb}/T_0^* от P/D при $BR = idem$. В наших экспериментах наибольшее аэродинамическое

охлаждение (минимальное значение T_{wb}/T_0^*) было достигнуто при $P/D = 3.0$. Аналогичный результат был получен в работе [15].

Для оценки эффективности энергоразделения важными параметрами являются не только снижение T_{wb} относительно начальной температуры торможения T_0^* , но и относительные потери давления торможения, затраченные на получение данного эффекта охлаждения. Очевидно, что для достижения идентичных чисел Маха набегающего потока в рабочей части аэродинамической трубы при обтекании пары цилиндров и одиночного цилиндра, в случае пары цилиндров необходим больший перепад давлений из-за увеличения суммарного сопротивления. На рис. 20 приведена разность $T_{wb} - T_0^*$ в зависимости от перепада давлений P_0^*/p_a , где p_a атмосферное давление, для всех исследованных значений P/D и одиночного цилиндра.

Рисунок 21 показывает, что при одинаковых потерях давления наибольшее охлаждение тыльной области пары цилиндров наблюдается при расположении их на расстоянии $P/D = 3.0$, наименьшее при $P/D = 1.1$. В реальных величинах это означает следующее: для случая $P/D = 3.0$ величина T_{wb}/T_0^* достигает минимального значения 0.891 или $T_{wb}^* - T_0^* = -32 \pm 0.8$ К на первом цилиндре при $P_0^*/p_a = 1.283$ и числе Маха набегающего потока $M = 0.564$. На втором цилиндре отношение $T_{wb}/T_0^* = 0.897$, а разность $T_{wb}^* - T_0^* = -30.1 \pm 0.8$ К. В случае одиночного цилиндра этому перепаду давлений $P_0^*/p_a = 1.283$ соответствует величина $T_{wb}/T_0^* = 0.902$ или $T_{wb}^* - T_0^* = -28.7 \pm 0.8$ К и число Маха 0.656.

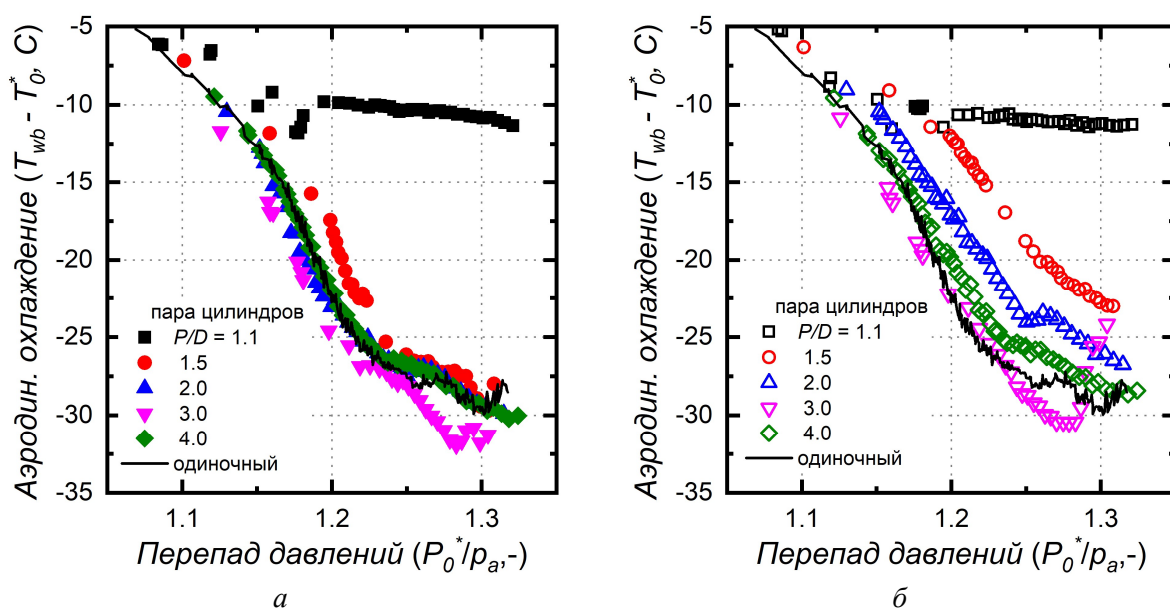


Рис. 21. Снижение температуры поверхности цилиндра T_{wb} , измеренной на задней критической линии, относительно температуры торможения набегающего потока T_0^* в зависимости от перепада давления для разных расстояний между цилиндрами. (а) и (б) значения первом и втором цилиндре, соответственно

Таким образом, использование пары бок о бок расположенных цилиндров в устройстве энергоразделения вместо одного позволит не только снизить предельную температуру охлаждения при одинаковых потерях давления (повысить эффективность), но и увеличить суммарную площадь поверхности с низкой температурой. Это обстоятельство может стать важным преимуществом устройств энергоразделения, основанных на эффекте аэродинамического охлаждения.

Более подробно результаты исследований изложены в работах [15], [16]

Благодарности и ссылки на гранты

Часть работы выполняется в рамках государственной темы № гос. рег.: АААА-А19-119012990115-5 НИИ механики МГУ.

Литература

1. Eckert E.R.G. Cross transport of energy in fluid streams // *Wärme- und Stoffübertragung*. 1987. Vol. 21. Pp. 73–81.
2. Леонтьев А.И. Газодинамические методы температурной стратификации (обзор) // *Известия РАН Механика жидкости и газа*. 2002. № 4. С. 6–26.
3. Леонтьев А.И., Здитовец А.Г., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М., Киселёв Н.А., Титов А.А. Безмашинное энергоразделение газовых потоков. М: КУРС, 2016. 112 с.
4. Бирюк В.В., Веретенников С.В., Гурьянов А.И., Пиралишвили Ш.А. Вихревой эффект. Технические приложения. М.: ООО "Научтехлитиздат", 2014. 216 с.
5. Raman G., Srinivasan K. The powered resonance tube: From Hartmann's discovery to current active flow control applications // *Progress in Aerospace Sciences*. 2009. Vol. 45. Pp. 97–123.
6. Leontiev A. I., Zditovets A. G., Vinogradov Y. A., Strongin M. M., Kiselev N. A. 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. Vol. 88. Pp. 202–219.
7. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
8. Леонтьев А.И. Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // *Доклады Академии наук*. 1997. Т. 354, № 4. С. 475–477.
9. Leontiev A. I., Zditovets A. G., Kiselev N. A., Vinogradov Y. A., Strongin M. M. 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. Vol. 105. Pp. 206–215.
10. Khazov D.E., Leontiev A.I., Zditovets A.G., Kiselev N.A., Vinogradov Y.A. Energy separation in a channel with permeable wall // *Energy*. 2022. Vol. 239. P. 122427.
11. Eckert E., Weise W. Messungen der Temperaturverteilung auf der Oberfläche schnell angeströmter unbeheizter Körper // *Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens*. 1942. Vol. 13, № 6. Pp. 246–254.
12. Ryan L. F. Experiments on Aerodynamic Cooling. Swiss Federal Institute of Technology, 1951.
13. Aleksyuk A.I. The Eckert–Weise effect and energy separation under the flow interference behind side-by-side cylinders // *Journal of Fluid Mechanics*. 2021. Vol. 915. P. A95.
14. Aleksyuk A.I. Regions of Reduced Total Enthalpy in the Near Wake of a Body in a Viscous Gas Flow // *Fluid Dynamics*. 2022. Vol. 157, № 1. Pp. 66–76.
15. Vinogradov Y. A., Zditovets A. G., Kiselev N. A., Popovich S. S. Experimental Study of Energy Separation in Compressible Air Cross Flow Over a Pair of Side-by-Side Circular Cylinders // *Fluid Dynamics*. 2023. Vol. 58, № 2. Pp. 252–262.
16. Zditovets A.G., Kiselev N.A., Popovich S.S., Vinogradov Y.A. Experimental investigation of the Eckert-Weise effect (aerodynamic cooling) of pair side-by-side circular cylinders in a compressible cross-flow // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2024. Vol. 233. P. 126061.
17. Leontiev A. I., Lushchik V. G., Makarova M. S., Popovich S. S. Temperature Recovery Factor in a Compressible Turbulent Boundary Layer // *High Temperature*. 2022. Vol. 60, № 3. Pp. 409–431.
18. Shirokow M. The influence of the laminar boundary upon heat transfer at high velocities // *Technical Physics of the USSR*. 1936. Vol. 3, № 12. P. 1020.
19. Боровой В.Я. Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. М: Машиностроение, 1983. 144 с.

20. Johnson H., Rubesin M.W. Aerodynamic heating and convective heat transfer - Summary of literature survey // Transaction ASME. 1949. Vol. 71, № 5. Pp. 447–456.
21. Макаров М.С. Газодинамическая температурная стратификация в сверхзвуковых потоках: дисс. канд. физ.-мат. наук. ИТ СО РАН. Новосибирск. 2007 154 с.
22. Лущик В.Г., Макарова М.С. Численное исследование влияния числа Прандтля на коэффициенты восстановления температуры и аналогии Рейнольдса в пограничном слое на пластине // Теплофизика высоких температур. 2016. Т. 57, № 3. С. 401–407.
23. Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К., Здитовец А.Г., Леонтьев А.И. Измерение равновесной температуры стенки сверхзвукового сопла при течении смеси газов с низким значением числа Прандтля // Известия РАН Энергетика. 2005. № 4. С. 128–133.
24. Попович С.С. Аэродинамическое охлаждение стенки при течении сверхзвукового потока в следе за обратным уступом // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2019. Т. 20, вып. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2019-20-1/articles/781/>
25. Leontiev A., Popovich S., Strongin M., Vinogradov Y. Adiabatic wall temperature and heat transfer coefficient influenced by separated supersonic flow // EPJ Web of Conferences. 2017. Vol. 159. P. 00030.
26. Vigdorovich I.I., Leont'ev A.I. Theory of the energy separation of a compressible gas flow // Fluid Dynamics. 2010. Vol. 45, № 3. Pp. 434–440.
27. Azanov G.M., Osiptsov A.N. The efficiency of one method of machineless gasdynamic temperature stratification in a gas flow // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 106. Pp. 1125–1133.
28. Makarov M.S., Makarova S.N. Efficiency of energy separation at compressible gas flow in a planar duct // Thermophysics and Aeromechanics. 2013. Vol. 20, № 6. Pp. 757–767.
29. 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. 98–104.
30. Popovich S. Experimental Research of Machineless Energy Separation Effect Influenced by Shock Waves // Science and Education of the Bauman MSTU. 2016. Vol. 16, № 03.
31. Vinogradov Y.A., Zditovets A.G., Leontiev A.I., Popovich S.S., Strongin M.M. Experimental research of shock wave processes influence on machineless gas flow energy separation effect // Journal of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 891, № 1.
32. Leontiev A.I., Lushchik V.G., Yakubenko A.E. A heat-insulated permeable wall with suction in a compressible gas flow // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52, Pp. 4001–4007.
33. Thomann H. Measurements of the recovery temperature in the wake of a cylinder and of a wedge at Mach numbers between 0.5 and 3. 1959. Tech. Rep.84
34. 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 // Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol. 2039, № 1. P. 012029.
35. Kurosaka M., Gertz J.B., Graham J.E., Goodman J.R., Sundaram P., Riner W.C., Kuroda H., Hankey W. L. Energy separation in vortex street // Journal of Fluid Mechanics. 1987. Vol. 178. Pp. 1–29.
36. Kulkarni K.S., Goldstein R.J. Energy separation in the wake of a cylinder: Effect of Reynolds number and acoustic resonance // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52, № 17–18. Pp. 3994–4000.
37. Ackerman J.R., Gostelow J.P., Rona A., Carscallen W.E. Energy separation and base pressure in the wake of a circular cylinder // 32nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit. 2002. AIAA Paper 2002-3302. <https://doi.org/10.2514/6.2002-3302>

38. Ng W. F., Chakroun W. M., Kurosaka M. Time-resolved measurements of total temperature and pressure in the vortex street behind a cylinder // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. 1990. Vol. 2, № 6. Pp. 971–978.
39. Han B., Goldstein R.J. Instantaneous energy separation in a free jet. Part I. Flow measurement and visualization // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2003. Vol. 46, № 21. Pp. 3975–3981.
40. Goldstein R.J., Kulkarni K.S. Energy Separation in the Wake of a Cylinder // *Journal of Heat Transfer*. 2008. Vol. 130, № 6. Pp. 1–9.
41. Aleksyuk A.I. Body Shape Optimisation for Enhanced Aerodynamic Cooling // *Fluid Dynamics*. 2023. Vol. 58, № 8. Pp. 1420–1430.
42. Zdravkovich M. M. The effects of interference between circular cylinders in cross flow // *Journal of Fluids and Structures*. 1987. Vol. 21, № 2. Pp. 239–261.

References

1. Eckert E.R.G., Cross transport of energy in fluid streams, *Wärme- und Stoffübertragung*, 1987, vol. 21, pp. 73–81.
2. Leont'ev A. I., Gas-Dynamic Methods of Temperature Stratification (a Review), *Fluid Dynamics*, 2002, vol. 37, no. 4, pp. 512–529. DOI: 10.1023/A:1020629000437
3. Leontiev A. I., Zditovets A. G., Kiselev N. A., et al., *Machine-free energy separation of gas flows*, M.: KURS, 2016, 112 p. [in Russian].
4. Biruk V. V., Veretennidov S. V., Guryanov A. I. Piralishvilly S. A., *Vortex Effect. Technical Applications*, M.: OOO "Nauchtechlitizdat", 2014, 216 p. [in Russian].
5. Raman G., Srinivasan K., The powered resonance tube: From Hartmann's discovery to current active flow control applications, *Progress in Aerospace Sciences*, 2009, vol. 45, pp. 97–123. <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2009.05.001>
6. Leontiev A. I., Zditovets A. G., Vinogradov Y. A., Strongin M. M., Kiselev N. A., 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, vol. 88, pp. 202–219. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2017.05.021
7. Schlichting H., *Boundary Layer Theory*, New York: McGraw-Hill, 1979, 711 p.
8. Leontiev A. I., Temperature stratification of supersonic gas flow, *Doklady Physics*, 1997, vol. 42, no. 6, pp. 309–311.
9. Leontiev A. I., Zditovets A. G., Kiselev N. A., Vinogradov Y. A., Strongin M. M., 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, vol. 105, pp. 206–215. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2019.04.002
10. Khazov D. E., Leontiev A. I., Zditovets A. G., Kiselev N. A., Vinogradov Y. A., Energy separation in a channel with permeable wall, *Energy*, 2022, vol. 239. DOI: 10.1016/j.energy.2021.122427
11. Eckert E., Weise W., Messungen der Temperaturverteilung auf der Oberfläche schnell angeströmter unbeheizter Körper, *Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens*, 1942, vol. 13, no. 6. pp. 246–254.
12. Ryan L. F., *Experiments on Aerodynamic Cooling*, Swiss Federal Institute of Technology, 1951.
13. Aleksyuk A. I., The Eckert–Weise effect and energy separation under the flow interference behind side-by-side cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*, 2021, vol. 915, p. A95. doi:10.1017/jfm.2021.128
14. Aleksyuk A. I., Regions of Reduced Total Enthalpy in the Near Wake of a Body in a Viscous Gas Flow, *Fluid Dynamics*, 2022, vol. 157, no. 1, pp. 66–76. DOI: 10.1134/S0015462822010013
15. Vinogradov Y. A., Zditovets A. G., Kiselev N. A., Popovich S. S., Experimental Study of Energy Separation in Compressible Air Cross Flow Over a Pair of Side-by-Side Circular Cylinders, *Fluid Dynamics*, 2023, vol. 58, no. 2, pp. 252–262. DOI: 10.1134/S0015462822602017

16. Zditovets A. G., Kiselev N. A., Popovich S. S., Vinogradov Y. A., Experimental investigation of the Eckert-Weise effect (aerodynamic cooling) of pair side-by-side circular cylinders in a compressible cross-flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2024, vol. 233, p. 126061. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2024.126061
17. Leontiev A. I., Lushchik V. G., Makarova M. S., Popovich S. S., Temperature Recovery Factor in a Compressible Turbulent Boundary Layer, *High Temperature*, 2022, vol. 60, no. 3, pp. 409–431.
18. Shirokoy M., The influence of the laminar boundary upon heat transfer at high velocities, *Technical Physics of the USSR*, 1936, vol. 3, no. 12, p. 1020.
19. Borovoi V. Ya., *Gas Flow and Heat Transfer in the Zones of Interaction of Shock Waves with the Boundary Layer*, M.: Mashinostroenie, 1983, 144 p. [in Russian].
20. Johnson H., Rubesin M. W., Aerodynamic heating and convective heat transfer - Summary of literature survey, *Transaction ASME*, 1949, vol. 71, no. 5, pp. 447–456.
21. Makarov M. S., *Gas-dynamic temperature stratification in supersonic flows*: PhD Thesis, Novosibirsk 2007, 154 p. [in Russian].
22. Lushchik V. G., Makarova M. S., Numerical investigation of the effect of the Prandtl number on the temperature recovery and the Reynolds analogy factors in the boundary layer on a plate, *High Temperature*, 2016, vol. 54, no. 3, pp. 377–382. DOI: 10.1134/S0018151X16030111
23. Vinogradov Y. A., Ermolaev I. K., Zditovets A. G., Leontiev A. I., Measurement of an equilibrium temperature of a supersonic nozzle wall at current of a gases mixture with low Prandtl number, *Izvestiya Akademii Nauk. Energetika*, 2005, no. 4, pp. 128–133 [in Russian].
24. Popovich S. S., Aerodynamic cooling for supersonic wake flow behind a backward-facing step, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2019, vol. 20, no. 1 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2019-20-1/articles/781/>
25. Leontiev A., Popovich S., Strongin M., Vinogradov Y., Adiabatic wall temperature and heat transfer coefficient influenced by separated supersonic flow, *EPJ Web of Conferences*, 2017, vol. 159, p.00030. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201715900030>
26. Vigdorovich I. I., Leont'ev A. I., Theory of the energy separation of a compressible gas flow, *Fluid Dynamics*, 2010, vol. 45, no. 3, pp. 434–440. DOI:10.1134/S0015462810030105
27. Azanov G. M., Osiptsov A. N., The efficiency of one method of machineless gasdynamic temperature stratification in a gas flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, vol. 106, pp. 1125–1133. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.10.090>
28. Makarov M. S., Makarova S. N., Efficiency of energy separation at compressible gas flow in a planar duct, *Thermophysics and Aeromechanics*, 2013, vol. 20, no. 6, pp. 757–767. DOI: 10.1134/S0869864313060139
29. Popovich, S. S., Experimental study of the effect of a falling compaction jump on the adiabatic wall temperature in a supersonic compressible gas flow, *Thermal Processes in Engineering*, 2014, vol. 6, no. 3, pp. 98–104 [in Russian].
30. Popovich S. S., Experimental Research of Machineless Energy Separation Effect Influenced by Shock Waves, *Science and Education of the Bauman MSTU*, 2016, vol. 16, no. 03. DOI: 10.7463/0316.0835444
31. Vinogradov Y. A., Zditovets A. G., Leontiev A. I., Popovich S. S., Strongin M. M., Experimental research of shock wave processes influence on machineless gas flow energy separation effect, *Journal of Physics: Conference Series*, 2017, vol. 891, no. 1. DOI: 10.1088/1742-6596/891/1/012080
32. Leontiev A. I., Lushchik V. G., Yakubenko A. E., A heat-insulated permeable wall with suction in a compressible gas flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009, vol. 52, pp. 4001–4007. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.10.029>
33. Thomann H., *Measurements of the recovery temperature in the wake of a cylinder and of a wedge at Mach numbers between 0.5 and 3*, Aero. Res. Inst. Sweden (FFA), 1959, Rep. no. 84.

34. 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, *Journal of Physics: Conference Series*, 2021, vol. 2039, no. 1, p. 012029. DOI: 10.1088/1742-6596/2039/1/012029
35. Kurosaka M., Gertz J.B., Graham J.E., Goodman J.R., Sundaram P., Riner W.C., Kuroda H., Hankey W. L., Energy separation in vortex street, *Journal of Fluid Mechanics*, 1987, vol. 178, pp. 1–29.
36. Kulkarni K. S., Goldstein R. J., Energy separation in the wake of a cylinder: Effect of Reynolds number and acoustic resonance, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009, vol. 52, no. 17–18, pp. 3994–4000. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.03.024>
37. Ackerman J. R., Gostelow J. P., Rona A., Carscallen W. E., Energy separation and base pressure in the wake of a circular cylinder, AIAA Paper 2002-3302. <https://doi.org/10.2514/6.2002-3302>
38. Ng W. F., Chakroun W. M., Kurosaka M., Time-resolved measurements of total temperature and pressure in the vortex street behind a cylinder, *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1990, vol. 2, no. 6, pp. 971–978. <https://doi.org/10.1063/1.857604>
39. Han B., Goldstein R. J., Instantaneous energy separation in a free jet. Part I. Flow measurement and visualization, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, vol. 46, no. 21, pp. 3975–3981. [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(03\)00245-X](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(03)00245-X)
40. Goldstein R. J., Kulkarni K. S., Energy Separation in the Wake of a Cylinder, *Journal of Heat Transfer*, 2008, vol. 130, no. 6, pp. 1–9. <https://doi.org/10.1115/1.2891222>
41. Aleksyuk A. I., Body Shape Optimisation for Enhanced Aerodynamic Cooling, *Fluid Dynamics*, 2023, vol. 58, no. 8, pp. 1420–1430. DOI: 10.1134/S0015462823602437
42. Zdravkovich M. M., The effects of interference between circular cylinders in cross flow, *Journal of Fluids and Structures*, 1987, vol. 21, no. 2. [https://doi.org/10.1016/S0889-9746\(87\)90355-0](https://doi.org/10.1016/S0889-9746(87)90355-0)

Статья поступила в редакцию 6 декабря 2024 г.