

УДК 536.24

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕЧЕНИИ СЖИМАЕМОГО ГАЗА С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ГРАДИЕНТОМ ДАВЛЕНИЯ<sup>1</sup>

© 2023 г. Н. А. Киселёв<sup>1</sup> \*, Н. С. Маластовский<sup>1, 2</sup>, А. Г. Здитовец<sup>1</sup>, Ю. А. Виноградов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

\*E-mail: kiselev.nick.a@gmail.com

Поступила в редакцию 12.09.2022 г.

После доработки 26.01.2023 г.

Принята к публикации 11.05.2023 г.

В работе приведены результаты экспериментальных исследований параметров теплообмена при течении сжимаемого газа с отрицательным градиентом давления. Коэффициенты теплоотдачи и температура теплоизолированной стенки определялись методом нестационарного теплообмена. Для оценки степени ламинаризации потока выполнено сопоставление результатов с известными зависимостями для турбулентного пограничного слоя, развивающегося на пластине в безградиентном потоке. Выявлены закономерности влияния ускорения потока на закон теплообмена для исследуемых конфигураций сверхзвуковых сопел.

DOI: 10.31857/S0040364423040063

### ВВЕДЕНИЕ

Оценка параметров теплового и динамического пограничного слоя в высокоскоростных потоках газа в настоящее время сохраняет свою актуальность [1, 2]. В частности, это относится к исследованию обратного перехода от турбулентного течения к ламинарному (ламинаризация), приводящего к резкому изменению коэффициентов трения и параметров теплообмена – коэффициентов теплоотдачи и температуры теплоизолированной стенки. Уже в 1950–60-х гг. сформировалось представление, что процесс ламинаризации может происходить в условиях ускорения потока [3], например в сверхзвуковых соплах при течениях с низкими числами Рейнольдса [4–10], а также вокруг лопаток мало- и среднеразмерных газовых турбин [11–13].

Для оценки возможности возникновения ламинаризации наибольшее распространение получил критерий  $K$ , предложенный Лондером [14] и Кейсом [15] в середине 1960-х гг.:

$$K = \frac{\nu}{U^2} \frac{dU}{dx},$$

где  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $U$  – скорость ядра потока,  $x$  – продольная координата.

<sup>1</sup> По материалам Восьмой Российской национальной конференции по теплообмену (РНКТ-8). Москва. 17–22 октября 2022 г.

Определить значение  $K$ , соответствующее началу ламинаризации, можно, установив простейшую связь  $K$  с основным параметром динамического пограничного слоя – числом Рейнольдса, определенным по толщине потери импульса  $Re_\theta$ . В соответствии с [16, 17] предположим, что турбулентный пограничный слой может поддерживаться только при  $Re_\theta \gtrsim 300$ . Записывая интегральное соотношение импульсов

$$\frac{d Re_\theta}{d Re_x} + (1 + H)K Re_\theta = \frac{C_f}{2}$$

и используя (для упрощения) зависимости форм-параметра  $H$  [18] и коэффициента трения  $C_f$  от  $Re_\theta$  для турбулентного безградиентного течения, можно показать [19], что при любых начальных значениях  $Re_\theta$ , соответствующих турбулентному пограничному слою, ускорение потока с величиной  $K$  порядка  $3.5 \times 10^{-6}$  приведет к снижению числа Рейнольдса до  $Re_\theta \approx 300$ .

Согласно опубликованным данным [20], значение  $K = 3.5 \times 10^{-6}$  соответствует завершению перехода к ламинарному течению и подавлению турбулентных всплесков. Однако во многих работах отмечается, что изменения в пограничных слоях возникают при существенно более низких ускорениях. Например, в работе [21] приводится интервал критических значений  $(3–3.5) \times 10^{-6}$ , Лондер [19] оценивает предельное значение  $K$  как  $2 \times 10^{-6}$ . В [22] отмечается, что, уже начиная со

значения  $K = 7.5 \times 10^{-7}$ , наблюдается деформация профиля скорости в пограничном слое, характерная для процесса ламинаризации.

Необходимость проведения зондовых измерений в пограничном слое приводит к тому, что большинство исследований ограничены низкоскоростными потоками, в которых скорость на входе в участок с ускорением редко превышает 10 м/с [23]. При этом для высокоскоростных потоков с малой физической толщиной пограничного слоя подобные исследования провести принципиально сложнее. Здесь важную роль могут играть косвенные бесконтактные методы определения параметров теплообмена [24].

Расчетные оценки с использованием интегральных соотношений импульса и энергии совместно с законами трения и теплообмена для турбулентного пограничного слоя требуют корректного (и, кроме того, не известного заранее) соотношения между толщинами теплового и динамического пограничных слоев [25] и в случае применения к течениям в сверхзвуковых соплах дают консервативные оценки [6]. В свою очередь предположение о равновесности пограничных слоев [26] и отсутствии влияния предыстории потока на его параметры [27] приводит к переоценке влияния ускорения и занижению расчетных значений коэффициентов теплоотдачи относительно экспериментальных. Стоит отметить, что программные пакеты вычислительной гидрогазодинамики также нуждаются в верификации, так как современные модели турбулентности, описывающие ламинарно-турбулентный переход [28], имеют сложности с корректным описанием ламинаризации. Помимо этого, исследованию динамики изменения  $K$  и оценке скорости обратного перехода посвящено значительно меньше работ.

В области теплообмена общепризнанными являются обширные результаты, полученные в работах [4–6, 15, 29, 30] в 1960–70-е гг. Однако совершенствование экспериментальных и расчетных методик, а также средств измерений открывает новые возможности в исследованиях теплообмена в течениях с отрицательным градиентом давления. Здесь следует отметить, что опубликовано сравнительно мало современных работ, посвященных экспериментальному исследованию коэффициентов теплоотдачи [7, 31–34], отсутствуют работы по исследованию температуры теплоизолированной стенки (кроме [35] по исследованию обтекания перехода конуса в цилиндр), а расчетные работы в основном ссылаются на отмеченные выше работы для верификации.

Обобщая сказанное, отметим, что исследование процесса ламинаризации — это актуальная прикладная задача. Современное оборудование, в том числе инфракрасные камеры, позволяет с высокой точностью определять параметры тепло-

го пограничного слоя (поля коэффициентов теплоотдачи и температур теплоизолированной стенки) в высокоскоростных газовых потоках. Задача оценки влияния локальных величин ускорения потока на ламинаризацию к настоящему времени также мало изучена и представляет значительную научную ценность.

Целью настоящей работы является оценка влияния ускорения потока (локальных величин  $K$ ) на параметры теплообмена в сверхзвуковом сопле с использованием метода полевой инфракрасной термометрии с последующим восстановлением параметров теплового пограничного слоя.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ ИССЛЕДОВАНИЯ

В рамках работы выполнено исследование влияния распределения локальных значений  $K$  в сверхзвуковом сопле на основные параметры теплообмена: коэффициенты теплоотдачи и температуру теплоизолированной стенки. Изменением  $K$  по длине (рис. 1) обеспечивалось различием профилированием боковых стенок (рис. 2). Изменение максимального значения  $K_{max}$  достигалось за счет варьирования полного давления в форкамере (таблица) при постоянстве противодавления на выходе из канала (1 атм). На рис. 1 представлены распределения  $K$  только для режимов I и VI (режимы течения II–V промежуточные). Использовались два варианта геометрии:

- геометрия первого сопла взята из атласа плоских сопел [36], обеспечивает умеренное ускорение потока на значительной протяженности, имеет равномерное поле числа Маха на выходе;
- для второго сопла дозвуковая часть спрофилирована с использованием профиля Витошинского, сверхзвуковая — методом характеристик, что довольно часто используется при проектировании сопел максимальной тяги [37]. Для данного

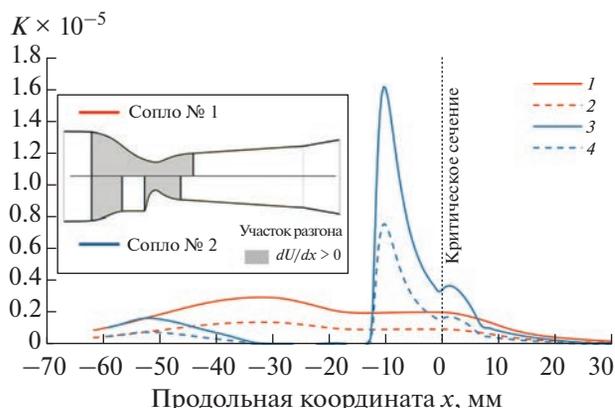


Рис. 1. Распределение параметра ускорения потока вдоль оси канала: 1, 3 — режим течения I для сопел 1 и 2 соответственно; 2, 4 — режим течения VI для сопел 1 и 2.

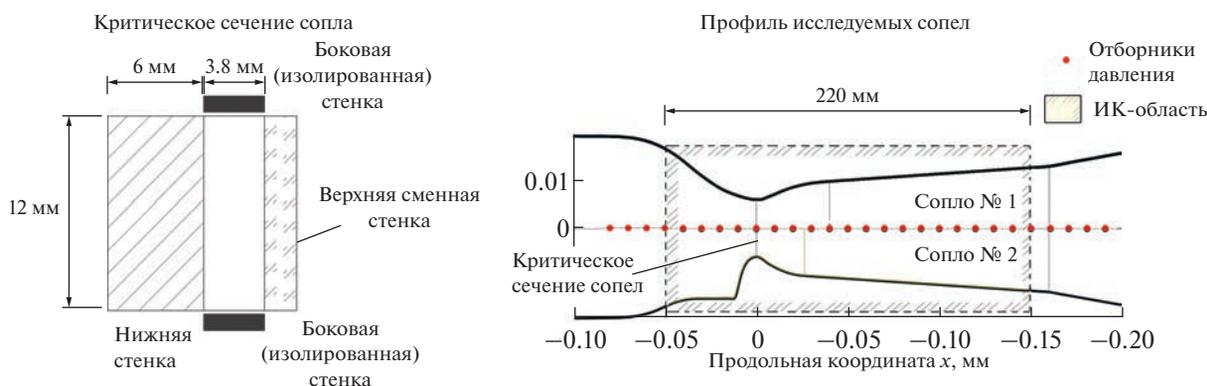


Рис. 2. Геометрия исследуемых сверхзвуковых сопел.

сопла характерны высокие значения ускорения потока на более короткой дистанции по сравнению с соплом № 1. При этом поле числа Маха на выходе имеет большую неравномерность. В связи с конструктивными особенностями установки, геометрия сопла № 2 и величины  $K$  на входе в канал повторяли сопло № 1, обеспечивая предварительное незначительное ускорение потока.

Два щелевых канала изготовлены фрезерованием из оргстекла со следующими общими параметрами:

- размеры входного сечения –  $38.6 \times 3.8 \text{ мм}^2$ ;
- размеры критического сечения –  $12 \times 3.8 \text{ мм}^2$ ;
- общая протяженность канала – 0.3 м;
- протяженность дозвуковой части канала (до критического сечения) – 0.1 м;
- протяженность сверхзвуковой части канала – 0.16 м;
- расчетное изоэнтропическое число Маха на выходе из сопла  $M = 2$ ;
- боковые стенки канала за соплом выполнены с углом полуоткрытия  $1.5^\circ$  для поддержания постоянного числа Маха;
- сверхзвуковой диффузор с углом раскрытия  $8^\circ$  располагался на расстоянии 0.16–0.2 м от критического сечения.

Значения  $K_{\max}$  при различных давлениях в форкамере

№	Давление в форкамере $p_0$ , атм	$K_{\max}$ для сопла № 1, $10^{-6}$	$K_{\max}$ для сопла № 2, $10^{-6}$
I	1.43	3.5	16
II	1.75	2.85	13.1
III	2.04	2.45	11.2
IV	2.4	2.1	9.5
V	2.7	1.85	8.47
VI	3.05	1.65	7.5

Во всех экспериментах полного давления в форкамере  $p_0$  достаточно для запираания сопла и, следовательно, локальные значения  $K$  определяются геометрией каналов и свойствами рабочего тела – воздуха.

В сопле № 1 ускорение потока начиналось со входа в канал, величина  $K$  достигала своего максимума (таблица) на расстоянии –31 мм от критического сечения. Далее происходило полуторакратное снижение  $K$  и от  $x = -15$  мм до критического сечения значение  $K$  сохранялось. В сверхзвуковой части сопла  $K$  монотонно снижалось. На выходе из сопла ускорение потока прекращалось.

После первоначального разгона в сопле № 2 пограничный слой развивался без ускорения до сечения  $x = -12$  мм, а максимальные значения  $K_{\max}$ , существенно превосходящие величины  $K$ , необходимые для начала ламинаризации, достигались в сечении –10 мм. Далее вплоть до выхода из сопла величина  $K$  практически монотонно снижалась. На участке  $x = -15..6$  мм ускорение в данном сопле гораздо существеннее, и далее вплоть до окончания разгона величины  $K$  для двух сопел практически совпадали.

Экспериментальные исследования проводились в “холодной” аэродинамической трубе без существенного перепада между температурой стенки канала и температурой торможения потока. Это

позволяет исключить влияние температурного фактора на параметры теплового и динамического пограничных слоев и выделить, наряду со сжимаемостью потока, только влияние ускорения потока.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные исследования проводились на малоразмерной аэродинамической установке (рис. 3). Сжатый воздух поступает в форкамеру, где происходит выравнивание потока в сотовом смесителе [38]. Регулировка давления в форкамере осуществлялась с помощью редуктора, расход воздуха измерялся с использованием массового кориолисового расходомера. В форкамере регистрируются давление и температура торможения [39]. После форкамеры (и шестикратного поджатия) установленная заслонка направляет поток воздуха либо в канал, либо напрямую в атмосферу. После дополнительного поджатия (в 4.2 раза) воздух поступает в исследуемый щелевой канал. Поток на входе в канал считался равномерным. Геометрия канала обеспечивает нарастание динамического пограничного слоя, начиная с расстояния 20 мм против потока от входа. Исследуемая поверхность, образующая заднюю стенку канала, выполнена нагреваемой, и, следовательно, развитие теплового пограничного слоя начинается непосредственно со входа в канал. Вклад теплоизолированного входного участка не превышает 3% в сечении  $x = -50$  мм и не превышает 1% в критическом сечении.

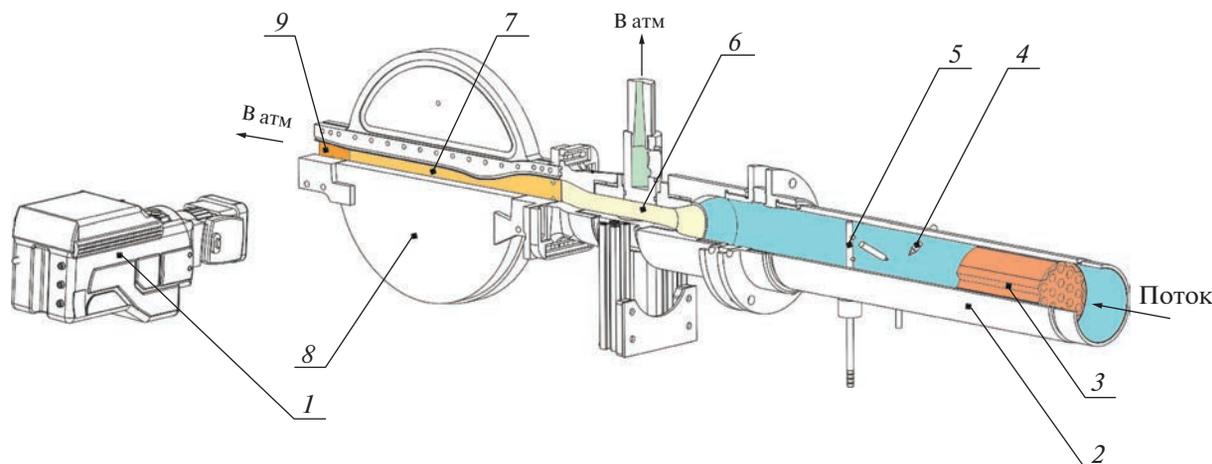
Изготовлено два варианта верхней стенки. Одна из верхних стенок дренирована для измерения распределения статического давления по длине канала (на участке  $-80...190$  мм относительно критического сечения с шагом 10 мм, диаметр отвер-

стий равен 0.3 мм). Вторая стенка имеет Zn–Se-окно, прозрачное в ИК-области излучения, и обеспечивает возможность регистрации поля температур с помощью ИК-камеры. Окно расположено на участке  $-60...160$  мм от критического сечения. Физический размер пикселя камеры составлял  $\sim 0.35$  мм (расстояние в 220 мм вдоль оси канала соответствовало 630 пикселям камеры).

Экспериментальные исследования проводились в два этапа. На первом этапе устанавливалась дренированная верхняя стенка и исследовалось распределение статического давления  $p$  по длине канала при различных давлениях в форкамере  $p_0$ . Измерения проводились на неподогреваемой стенке. С использованием полученных распределений статического давления  $p$  и давления в форкамере  $p_0$  определялись распределения чисел Маха по длине канала с использованием газодинамической функции давления:

$$\pi(M) = \frac{p}{p_0} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}},$$

где  $k$  – показатель адиабаты. Число Маха, определенное с использованием  $\pi(M)$ , является максимальным числом Маха в сечении при условии сохранения полного давления по длине канала. Однако за соплом в высокоскоростном потоке падение полного давления существенно, и реальное значение числа Маха, по-видимому, несколько ниже. В области разгона потока экспериментальные значения числа Маха практически совпадали по величине с изэнтропическим течением. Далее с использованием полученных чисел Маха определялись параметры в ядре потока, необходимые для расчета числа Стентона  $St_{\text{exp}}$ .



**Рис. 3.** Схема экспериментальной установки: 1 – ИК-камера, 2 – форкамера, 3 – сотовый смеситель, 4 – термопары температуры торможения  $T_0$ , 5 – отборники давления в форкамере  $p_0$ , 6 – заслонка, 7 – исследуемый канал, 8 – верхняя стенка, 9 – выходной диффузор.

На втором этапе исследовались поля коэффициентов теплоотдачи и температуры восстановления методом нестационарного теплообмена. Для этого исследуемая (нижняя) стенка канала предварительно нагревалась до 40–45°C. Для достижения постоянной температуры газа устанавливался требуемый расход, при этом вход в канал был закрыт. Контроль температурного поля стенки канала в это время осуществлялся ИК-камерой, полной температуры потока – термопарами в форкамере. По достижении постоянства во времени всех измеряемых температур воздух начал поступать в канал. Частота съема изображений составляла 30 Гц. Продолжительность регистрации темпа охлаждения составляла 20 с. Перепад температур между начальным и конечным моментами эксперимента составлял от 30 до 50°C.

Для определения коэффициентов теплоотдачи и температуры теплоизолированной стенки использовался метод нестационарного теплообмена. Для каждого элемента исследуемой стенки, соответствующего пикселю ИК-камеры, строилась конечно-разностная модель по толщине стенки для решения одномерного нестационарного уравнения теплопроводности

$$k_s \frac{\partial^2 T_s(y,t)}{\partial y^2} = \rho_s c_s \frac{dT_s(y,t)}{dt},$$

где  $k_s$  – коэффициент теплопроводности,  $\rho_s$  – плотность,  $c_s$  – теплоемкость материала стенки (оргстекла),  $T_s$  – температура стенки в момент времени  $t$  на глубине  $y$ ,  $T_w(t) = T_s(y=0, t)$ ,  $t$  – время. Граничное условие первого рода на границе, через которую осуществлялся нагрев, определяется температурой, регистрируемой термопарой, а на границе со стороны проточной части канала – ИК-камерой.

Для каждого момента времени восстанавливался тепловой поток  $q_{\text{exp}}$ , обеспечивающий экспериментально измеренный темп охлаждения поверхности модели. Далее тепловой поток выражался через локальный коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  и разность между локальной температурой теплоизолированной стенки  $T_{aw}$  и температурой поверхности  $T_w$  в текущий момент времени:  $q_{\text{exp}}(t) = \alpha(T_{aw} - T_w(t))$ . Для определения этих значений полученная зависимость  $q_{\text{exp}}(t)$  строилась в координатах температура стенки–тепловой поток. Данные, соответствующие регулярному режиму, аппроксимировались линейной зависимостью: коэффициент теплоотдачи соответствовал углу наклона полученной линии, температура теплоизолированной стенки – точке пересечения с осью абсцисс. С использованием этой процедуры для каждого пикселя ИК-камеры определялись поля коэффициентов теплоотдачи и температуры теплоизолированной стенки в исследуемом канале.

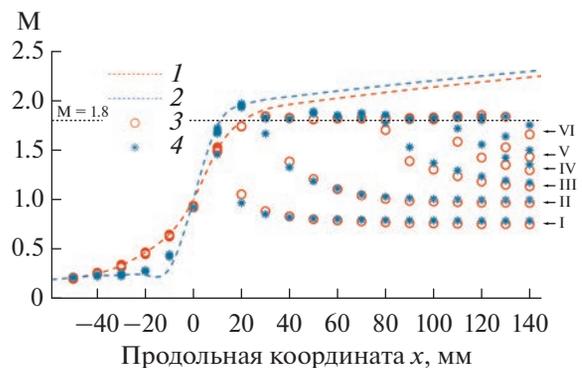
Так как в глубоко дозвуковой области ( $M \ll 1$ ) канала отличие полной температуры от температуры теплоизолированной стенки не превышает точности измерения этих температур, при определении параметров теплообмена в качестве полной температуры  $T_0$  использовалась температура теплоизолированной стенки в области  $M < 0.2$ . Это позволяет существенно снизить неопределенности измерений, связанные с изменением температуры газа при его движении от форкамеры к каналу.

Локальное значение числа Стентона  $St_{\text{exp}} = \alpha/(\rho U c_p)$  определялось с использованием локальных значений коэффициента теплоотдачи  $\alpha$ . Величины скорости  $U$  и плотности  $\rho$  в ядре потока взяты на средней линии канала с использованием экспериментального распределения  $M$  вдоль канала и температуры торможения  $T_0$ , определенной в глубоко дозвуковой области течения.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

**Числа Маха и параметр ускорения потока.** Необходимой частью теплофизического эксперимента являются определение параметров в ядре потока и идентификация величины ускорения потока в исследуемых соплах. На рис. 4 сравниваются экспериментальные распределения чисел Маха по длине каналов с расчетными (изоэнтропическими) для рассматриваемых давлений в форкамере.

На выходе из сопел максимальные значения  $M \approx 1.8$  оказались несколько ниже расчетных. Число Маха в соответствии с практически постоянным статическим давлением в сверхзвуковой части канала за соплом № 1 не изменяется вплоть до возникновения скачка уплотнения. Число Маха на выходе из сопла № 2 имеет большую неравномерность в выходном сечении, что проявляется в возникновении характеристик против потока.



**Рис. 4.** Распределение числа Маха вдоль каналов: 1, 2 – расчетные (изоэнтропические) значения для сопел 1 и 2; 3, 4 – экспериментальные значения для сопел 1 и 2; подписи к экспериментальным значениям соответствуют данным таблицы.

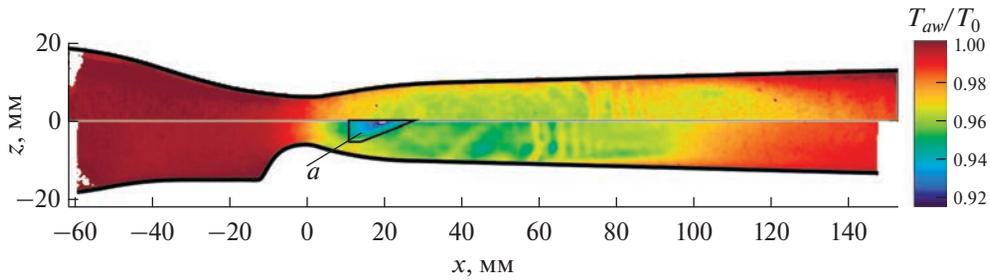


Рис. 5. Поля относительных температур  $T_{aw}/T_0$  для двух сопел при давлении  $p_0 = 2.04$  атм.

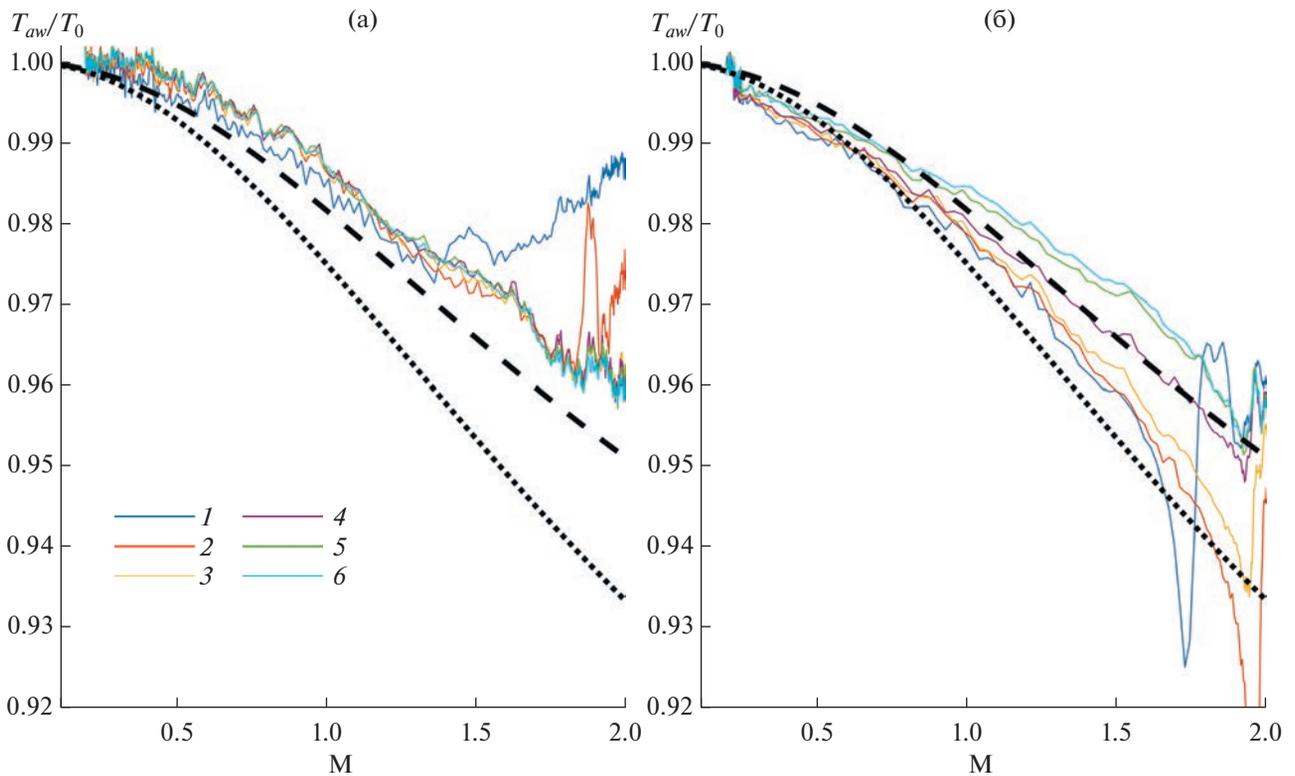


Рис. 6. Относительные температуры  $T_{aw}/T_0$  для двух сопел на средней линии каналов: (а) – сопло № 1, (б) – № 2; 1 –  $p_0 = 1.43$  атм, 2 – 1.75, 3 – 2.04, 4 – 2.4, 5 – 2.7, 6 – 3.02; штриховые линии – турбулентный режим течения, пунктирные линии – ламинарный.

При меньших давлениях в форкамере распределение чисел Маха соответствует описанному выше вплоть до скачка уплотнения. Выполненные измерения позволяют утверждать, что в разгонной части сопел ускорения потока соответствуют предварительным оценкам (рис. 1).

**Адиабатная температура стенки.** За исключением области взаимодействия характеристик, образующихся в точке перехода от разгона к выравниванию потока в сопле № 2 в нерасчетных режимах (область *a* на рис. 5), распределение относительной температуры теплоизолированной стенки  $T_{aw}/T_0$  в поперечном направлении достаточно од-

нородно (рис. 5). Поэтому для дальнейших оценок использовались значения на средней линии ( $z = 0$  мм) рассматриваемой стенки.

На рис. 6 представлено изменение относительной температуры теплоизолированной стенки  $T_{aw}/T_0$  для двух сопел при различных параметрах ускорения потока (давлениях в форкамере) с ростом числа Маха. Также на рисунок нанесены значения  $T_{aw}/T_0$ , соответствующие развитым ламинарному и турбулентному пограничным слоям. Здесь стоит отметить тот факт, что участок  $-60 \dots -12$  мм до критического сечения сопла № 2 соответствует области  $M < 0.25$  на рис. 6б.

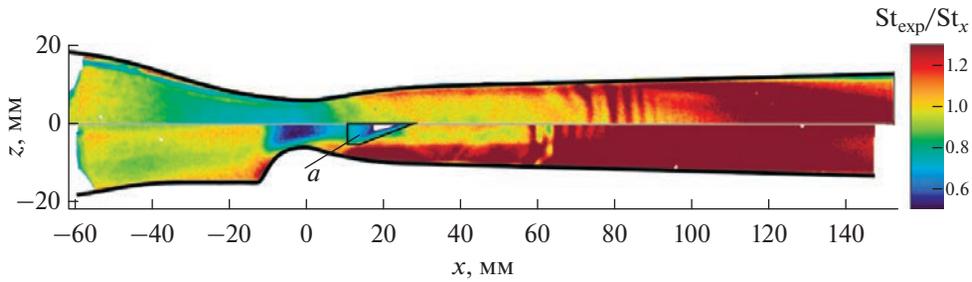


Рис. 7. Поля относительных коэффициентов теплоотдачи  $St_{\text{exp}}/St_x$  для двух сопел при давлении  $p_0 = 2.04$  атм.

Наблюдается превышение измеренной величины  $T_{aw}/T_0$  значений, характерных для развитого турбулентного течения в случае малых  $K$  и больших чисел Маха. Это, по-видимому, вызвано снижением реального числа Маха относительно изоэнтропического, а также тем, что пограничный слой недостаточно развит. Ниже по потоку – в области сверхзвукового течения –  $T_{aw}/T_0$  снижается и достигает турбулентных значений на расстоянии 100 мм от критического сечения.

Характеры изменения  $T_{aw}/T_0$  для двух вариантов ускорения существенно различаются. В сопле с умеренным ускорением потока величина  $T_{aw}/T_0$  не зависит от  $K$  и по мере нарастания теплового пограничного слоя и увеличения числа  $M$  монотонно стремится к значению для турбулентного пограничного слоя вплоть до возникновения скачка уплотнения. В сопле № 2 наблюдается снижение  $T_{aw}/T_0$  с ростом  $K$  при одинаковом  $M$ . Кроме того, для данного сопла на величину  $T_{aw}/T_0$  в области  $M > 1.7$  помимо ускорения потока оказывает влияние взаимодействие характеристик. Здесь наблюдаются минимальные значения  $T_{aw}/T_0$ .

**Коэффициент теплоотдачи.** На рис. 7 представлено сравнение полученных полей относительных коэффициентов теплоотдачи  $St_{\text{exp}}/St_x$  для двух сопел. Величина расчетного числа Стентона  $St_x$  определялась для турбулентного пограничного слоя, развивающегося на пластине в безградиентном течении [40]:

$$St_x = 0.0288 Re_x^{-0.2} Pr^{-0.6} \Psi_M^{0.8},$$

где  $Re_x$  – число Рейнольдса, определенное по длине пограничного слоя;  $\Psi_M$  – поправка на сжимаемость

$$\Psi_M = \left( \frac{M \sqrt{r \frac{k-1}{2}}}{M \sqrt{r \frac{k-1}{2}}} \right)^2.$$

Так как в интегральном соотношении энергии отсутствуют члены, определяемые продольным градиентом давления при оценке коэффициента теплоотдачи  $St_x$ , можно применять зависимость

для безградиентного течения, в которой при определении  $Re_x$  используются локальные величины  $\rho U$  [41]. Отклонение  $St_{\text{exp}}/St_x$  от единицы свидетельствует о влиянии ускорения потока на зависимость числа Стентона от числа Рейнольдса.

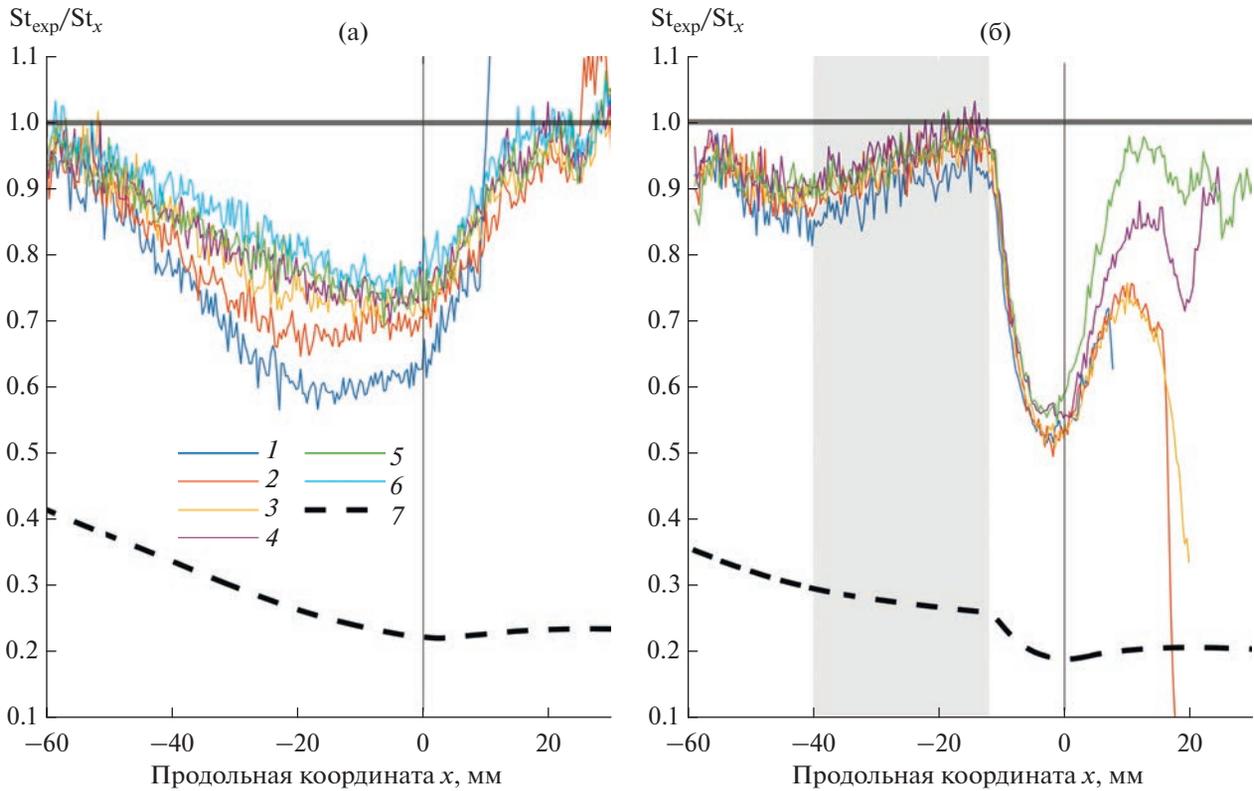
Величины коэффициентов теплоотдачи  $\alpha$  достигают максимальных значений в области критического сечения и за скачком уплотнения. Однако  $St_{\text{exp}}/St_x$  в области критического сечения минимальны для обоих сопел. Значения коэффициентов теплоотдачи в глубоко дозвуковой области канала и в области безградиентного сверхзвукового течения в двух каналах практически совпадают с турбулентными значениями и здесь  $St_{\text{exp}}/St_x \approx 1$ . За скачком уплотнения наблюдается интенсификация теплоотдачи и  $St_{\text{exp}}/St_x > 1$ .

В сопле № 2 в области критического сечения происходит более существенное снижение  $St_{\text{exp}}/St_x$  по сравнению с соплом № 1, вследствие большего ускорения потока.

Следует отметить влияние пограничного слоя на боковых стенках на течение в канале и поля коэффициентов теплоотдачи в области возникновения скачка уплотнения, приводящих к отрыву пограничного слоя и значительному (до двух раз) увеличению коэффициента теплоотдачи за скачком. В то же время против потока увеличение коэффициента теплоотдачи в сопле № 1 незначительно (на 10%), в сопле № 2 – более существенное (до 30% при малых давлениях в форкамере) в периферийной области исследуемой нижней стенки (рис. 7).

Так как число Рейнольдса  $Re_x$  растет в дозвуковой области сопла и снижается в сверхзвуковой, а влияние числа Маха на коэффициент теплоотдачи описывается поправкой на сжимаемость  $\Psi_M$ , изменение величины  $St_{\text{exp}}/St_x$  представлено вдоль средней линии стенки каналов (рис. 8). Также на рисунок нанесены значения  $St_{\text{лам}}/St_x$  для безградиентного ламинарного пограничного слоя при минимальном давлении в форкамере.

По мере роста параметра  $K$  (уменьшения полного давления) интенсивность теплообмена в области ускорения потока в сопле № 1 начинает



**Рис. 8.** Влияние продольного градиента давления на закон теплообмена  $St_{exp}/St_x$  для двух сопел: (а) – сопло № 1, (б) – № 2; серый – область безградиентного течения; 1 –  $p_0 = 1.43$  атм, 2 – 1.75, 3 – 2.04, 4 – 2.4, 5 – 2.7, 6 – 3.05; 7 –  $St_{lam}/St_x$ .

снижаться и для режима течения с минимальным давлением составляет 0.6 от значения, соответствующего турбулентному пограничному слою. Минимальное значение  $St_{exp}/St_x$  соответствует дозвуковой области течения. За критическим сечением величина  $K$  падает, а  $St_{exp}/St_x$  возрастает, возвращаясь на выходе из сопла к турбулентным значениям.

Входной участок второго сопла повторяет геометрию сопла № 1, и пограничный слой аналогично реагирует на незначительное ускорение потока ( $K < 1.6 \times 10^{-6}$ ) – снижением  $St_{exp}/St_x$  до 0.9. Однако по течению в безградиентной области сопла № 2 (–40...–12 мм) этот эффект исчезает. Далее происходит существенное снижение теплоотдачи (до  $St_{exp}/St_x = 0.5$ ), при этом локальные значения  $St_{exp}/St_x$  практически не зависят от единичного числа Рейнольдса и  $K_{max}$ . Уменьшение комплекса  $St_{exp}/St_x$  наблюдается на всем дозвуковом участке ускорения вплоть до критического сечения, в то время как максимальное значение  $K_{max}$  соответствует расстоянию –12 мм от критического сечения и далее  $K$  практически монотонно убывает. По потоку в сверхзвуковой части, несмотря на продолжающееся снижение  $K$ , вплоть до  $p_0 = 2.4$  атм происходит дальнейшее снижение  $St_{exp}/St_x$ . Как и с  $T_{aw}/T_0$ , снижение  $St_{exp}/St_x$  на выходе из сопла от-

части вызвано взаимодействием характеристик (область  $a$  на рис. 7). Здесь достигались значения  $St_{exp}/St_x = 0.35$ . По мере увеличения давления в форкамере значения  $St_{exp}/St_x$  приближаются к единице.

Важным является то, что для случая существенного ускорения потока в сопле № 2 достигнута предельная скорость снижения  $St_{exp}/St_x$ , в то же время в условиях умеренного ускорения (сопло № 1) скорость снижения  $St_{exp}/St_x$  зависела от  $K$ . При этом длина разгонного участка недостаточна для полной ламинаризации потока, и в обоих соплах минимальные значения относительного коэффициента теплоотдачи снижаются до  $St_{exp}/St_x \approx 0.5$ , что еще раз подчеркивает важность протяженности области ускорения потока.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты экспериментального исследования параметров теплообмена при течении сжимаемого газа с отрицательным градиентом давления на примере сопел различной геометрии с умеренным и существенным ускорением потока. Давление в форкамере изменялось в диапазоне  $p_0 = 1.43–3.03$  атм, максимальные значения параметра ускорения потока

$K_{\max}$  в сопле с умеренным ускорением достигали  $K_{\max} = 3 \times 10^{-6}$ , с существенным —  $K_{\max} = 16 \times 10^{-6}$ . Методом нестационарного теплообмена получены поля коэффициентов теплоотдачи, а также поля температуры теплоизолированной стенки для каждого режима течения.

Отмечено влияние характера ускорения потока на температуру теплоизолированной стенки: умеренное ускорение потока практически не влияет на  $T_{aw}/T_0$ , в то время как существенное ускорение приводит к снижению  $T_{aw}/T_0$  вплоть до значений, характерных для ламинарного потока.

Отмечено влияние ускорения на интенсивность теплообмена в турбулентном пограничном слое: максимальное снижение относительного коэффициента теплоотдачи в сопле с умеренным ускорением наблюдалось в области до критического сечения и достигало  $St_{\text{exp}}/St_x = 0.6$ . В сопле с существенным ускорением снижение теплообмена более значительно: в окрестности критического сечения достигалось значение  $St_{\text{exp}}/St_x = 0.5$ . Следовательно, оценка теплоотдачи с использованием закона теплообмена для турбулентного пограничного слоя в сверхзвуковых соплах может давать существенно консервативную оценку.

Обнаружено, что коэффициент теплоотдачи более чувствителен к ускорению потока и его ламинаризации по сравнению с температурой теплоизолированной стенки. Для сопла с существенным ускорением потока достигнута предельная скорость снижения интенсивности теплоотдачи, в то время как для сопла с умеренным ускорением абсолютные величины  $K$  определяли скорость изменения  $St_{\text{exp}}/St_x$ .

Обнаружено запаздывание реакции теплового пограничного слоя как для умеренного, так и для существенного ускорения: снижение относительного коэффициента происходит с некоторым отставанием — минимальные значения достигаются на некотором расстоянии по потоку относительно положения  $K_{\max}$ . Это же справедливо и для относительной температуры теплоизолированной стенки. Однако даже при наименьших значениях параметров ускорения потока, реализованных в эксперименте, наблюдается влияние продольного градиента давления на величину коэффициента теплоотдачи. Следует отметить снижение относительного коэффициента теплоотдачи  $St_{\text{exp}}/St_x$  уже в режиме с максимальной величиной  $K_{\max} = 0.75 \times 10^{-6}$  в сопле с умеренным ускорением потока.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-10213, <https://rscf.ru/project/19-79-10213/>).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Леонтьев А.И., Луцик В.Г., Макарова М.С., Попович С.С. Коэффициент восстановления температу-

- ры в сжимаемом пограничном слое // ТВТ. 2022. Т. 60. № 3. С. 455.
2. Бурцев С.А., Киселёв Н.А., Леонтьев А.И. Особенности исследования теплогидравлических характеристик рельефных поверхностей // ТВТ. 2014. Т. 52. № 6. С. 895.
3. Wilson D.G., Pope J.A. Convective Heat Transfer to Gas Turbine Blade Surfaces // Proc. Inst. Mech. Eng. 1954. V. 168. № 1. P. 861.
4. Back L.H., Cuffel R.F., Massier P.F. Laminarization of a Turbulent Boundary Layer in Nozzle Flow—Boundary Layer and Heat Transfer Measurements with Wall Cooling // J. Heat Transfer. 1970. V. 92. № 3. P. 333.
5. Back L.H., Cuffel R.F. Turbulent Boundary Layer and Heat Transfer Measurements Along a Convergent-Divergent Nozzle // J. Heat Transfer. 1971. V. 93. № 4. P. 397.
6. Back L.H., Massier P.F., Gier H.L. Convective Heat Transfer in a Convergent-divergent Nozzle // Int. J. Heat Mass Transfer. 1964. V. 7. № 5. P. 549.
7. Nash-Webber J.L., Oates G.C. An Engineering Approach to the Design of Laminarizing Nozzle Flows // J. Basic Eng. 1972. V. 94. № 4. P. 897.
8. Mastanaiah K. Prediction of Skin-friction and Heat Transfer from Compressible Turbulent Boundary Layers in Rocket Nozzles // Int. J. Heat Mass Transfer. 1978. V. 21. № 11. P. 1403.
9. Лебедев В.П., Леманов В.В., Мисюра С.Я., Терехов В.И. Влияние интенсивности турбулентности на эффективность газовой завесы в сопле Лаваля // ТВТ. 1995. Т. 33. № 4. С. 602.
10. Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983. 240 с.
11. Bons J. A Critical Assessment of Reynolds Analogy for Turbine Flows // J. Heat Transfer. 2005. V. 127. № 5. P. 472.
12. Bons J.P., McClain S.T. The Effect of Real Turbine Roughness with Pressure Gradient on Heat Transfer // J. Turbomach. 2004. V. 126. № 3. P. 385.
13. Mayle R.E. The 1991 IGTI Scholar Lecture: The Role of Laminar—Turbulent Transition in Gas Turbine Engines // J. Turbomach. 1991. V. 113. № 4. P. 509.
14. Launder B.E. Laminarization of the Turbulent Boundary Layer by Acceleration. Tech Rep. 77. 1964.
15. Moretti P.M., Kays W.M. Heat Transfer to a Turbulent Boundary Layer with Varying Free-stream Velocity and Varying Surface Temperature—an Experimental Study // Int. J. Heat Mass Transfer. 1965. V. 8. № 9. P. 1187.
16. Bradshaw P. A Note on Reverse Transition // J. Fluid Mech. 1969. V. 35. № 2. P. 387.
17. Preston J.H. The Minimum Reynolds Number for a Turbulent Boundary Layer and the Selection of a Transition Device // J. Fluid Mech. 1958. V. 3. № 4. P. 373.
18. Chauhan K.A., Monkewitz P.A., Nagib H.M. Criteria for Assessing Experiments in Zero Pressure Gradient Boundary Layers // Fluid Dyn. Res. 2009. V. 41. № 2.
19. Jones W.P., Launder B.E. Some Properties of Sink-flow Turbulent Boundary Layers // J. Fluid Mech. 1972. V. 56. № 2. P. 337.
20. Schraub F.A., Kline S.J. A Study of the Structures of the Turbulent Boundary Layer with and without Longitudinal Pressure Gradients. Stanford, California, 1965.

21. *Narayanan M.A.B., Ramjee V.* On the Criteria for Reverse Transition in a Two-dimensional Boundary Layer Flow // *J. Fluid Mech.* 1969. V. 35. № 2. P. 225.
22. *Bader P., Pieringer P., Sanz W.* On the Capability of Transition Models to Predict Relaminarization // 12th Eur. Conf. Turbomach. Fluid Dyn. Thermodyn. ETC. 2017. P. 1.
23. *Escudier M.P., Abdel-Hameed A., Johnson M.W., Sutcliffe C.J.* Laminarisation and Re-transition of a Turbulent Boundary Layer Subjected to Favourable Pressure Gradient // *Exp. Fluids.* 1998. V. 25. № 5–6. P. 491.
24. *Mee D.J., Chiu H.S., Ireland P.T.* Techniques for Detailed Heat Transfer Measurements in Cold Supersonic Blowdown Tunnels Using Thermochromic Liquid Crystals // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2002. V. 45. № 16. P. 3287.
25. *Bartz D.R.* Turbulent Boundary-Layer Heat Transfer from Rapidly Accelerating Flow of Rocket Combustion Gases and of Heated Air // *Adv. Heat Transfer.* 1965. V. 2. № C. P. 1.
26. *Sucec J.* An Integral Solution for Heat Transfer in Accelerating Turbulent Boundary Layers // *J. Heat Transfer.* 2009. V. 131. № 11. P. 1.
27. *Christoph G.H., Lessmann R.C., White F.M.* Calculation of Turbulent Heat Transfer and Skin Friction // *AIAA J.* 1973. V. 11. № 7. P. 1046.
28. *Langtry R.B., Menter F.R.* Correlation-based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes // *AIAA J.* 2009. V. 47. № 12. P. 2894.
29. *Kays W.M., Moffat R.J., Thielbahr W.H.* Heat Transfer to the Highly Accelerated Turbulent Boundary Layer With and Without Mass Addition // *J. Heat Transfer.* 1970. V. 92. № 3. P. 499.
30. *Kearney D.W., Kays W.M., Moffat R.J.* Heat Transfer to a Strongly Accelerated Turbulent Boundary Layer: Some Experimental Results, Including Transpiration // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1973. V. 16. № 6. P. 1289.
31. *Mutama K.R., Iacovides H.* The Investigation of Developing Flow and Heat Transfer in a Long Converging Duct // *J. Heat Transfer.* 1993. V. 115. № 4. P. 897.
32. *Hurst C., Schulz A., Wittig S.* Comparison of Calculated and Measured Heat Transfer Coefficients for Transonic and Supersonic Boundary-layer Flows // *Proc. ASME Turbo Expo.* 1995. V. 4. P. 248.
33. *Schoenman L., Block P.* Laminar Boundary-layer Heat Transfer in Low-thrust Rocket Nozzles // *J. Spacecr. Rockets.* 1968. V. 5. № 9. P. 1082.
34. *Stoll J., Straub J.* Film Cooling and Heat Transfer in Nozzles // *J. Turbomach.* 1988. V. 110. № 1. P. 57.
35. *Sternberg J.* Transition from a Turbulent to a Laminar Boundary Layer, U.S. Army Ballistics Research Lab. Rep. no. 906. Aberdeen, 1954.
36. *Овсянников А.М., Пирумов У.Г., Плетнева Е.М., Росляков Г.С.* Атлас плоских сопел. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1976. 108 с.
37. *Zucrow M.J., Hoffman J.D.* Gas Dynamics. V. 2. Multi-dimensional Flow. N.Y.: John Wiley and Sons, Inc., 1977. 488 p.
38. *Rae W.H., Pope A.* Low-speed Wind Tunnel Testing // Low-Speed Wind Tunnel Testing. 2nd ed. N.Y.: John Wiley & Sons, 1984.
39. *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 // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2019. V. 105.
40. *Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И.* Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972. 344 с.
41. *Волчков Э.П., Лебедев В.П.* Теплообмен в пристенных течениях. Учеб. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2003. 244 с.