

L-TM-77833

(412-797)

FILE COPY

УДК 536.244 : 533.6.011.5

Ф. Г. Бакиров, З. Г. Шайхутдинов

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОБМЕНА В ОБЛАСТИ ВДУВА
В СВЕРХЗВУКОВОЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПОТОК

A73-34772

Экспериментально исследовано распределение коэффициента теплообмена при вдуве газа в сверхзвуковую часть сопла Лаваля. Выявлены определяющие безразмерные параметры исследуемого процесса.

В последнее время резко возрос интерес исследователей к изучению сверхзвуковых течений с поперечным вдувом вторичного газа. В известных работах достаточно подробно освещены газодинамические вопросы и практически полностью отсутствуют данные об исследованиях особенностей теплообмена, что является необходимым для решения задач в целом. Нами сделана попытка восполнить этот пробел.

Методика экспериментального исследования изложена в [1]. Сущность метода заключалась в экспериментальном определении коэффициента теплообмена по нестационарному нагреву специального зонда — теплоизолированного по боковой поверхности длинного цилиндра, заделанного в стенку канала. Цилиндр заделывался торцом заподлицо с поверхностью стенки, омываемой потоком. Нагрев зонда по времени фиксировался термпарой, внедренной в его тело на расстояние x от торца, омываемого газом. Коэффициент теплообмена определялся по формуле

$$\frac{T(x, \tau) - T_0}{T_f - T_0} = \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{\alpha\tau}} - \exp(Hx + H^2\alpha\tau) \times \times \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha\tau}} + H\sqrt{\alpha\tau} \right); \quad (1)$$

получаемой из решения задачи нестационарного нагрева полуограниченного цилиндра при граничных условиях третьего рода [2]. Может быть использовано то же решение в критериальной форме:

$$\theta = \operatorname{erfc} \frac{1}{2\sqrt{Fo_x}} - \exp(Bi_x + Bi_x^2 Fo_x) \operatorname{erfc} \left(\frac{1}{2\sqrt{Fo_x}} + Bi_x \sqrt{Fo_x} \right), \quad (2)$$

где

$$\theta = \frac{T(x, \tau) - T_0}{T_f - T_0}; \quad (3)$$

$$H = \frac{\alpha}{\lambda}; \quad Bi_x = \frac{\alpha x}{\lambda}; \quad Fo_x = \frac{\alpha\tau}{x^2}. \quad (4)$$

Длина теплоизолированного стержня выбиралась такой, чтобы за время эксперимента температурные возмущения не достигли его неомываемой

мого потоком торца. Последнее контролируется специальной термопарой.

При проведении экспериментов в стенку сопла в области вдува газа заделывалось 30—40 стержней — зондов. Показания термопар регистрировались на шлейфовых осциллографрах Н-700. Термопары заделывались на одной половине предполагаемой зоны возмущения течения. Симметрично им, на другой половине зоны, измерялось поле давления, позволяющее согласовать характеристики теплообмена с особенностями газодинамической картины течения.

Исследования проводились на сверхзвуковых конических соплах с числами M_1 в сечении вдува, равными 2,75 и 3,36, которые устанавливались на газогенераторной установке. В качестве рабочего тела (как основного, так и вдуваемого) использовались продукты сгорания керосина в воздухе с температурой торможения $T_1^* = 600 \div 1700$ °К и полным давлением $P_1^* = 20 \div 43$ бар. Газ вдувался перпендикулярно стенке сопла через круглое отверстие в стенке сопла диаметром $d_2 = 4 \div 12$ мм. Вторичный газ для вдува отбирался из камеры сгорания газогенератора. Изменение расхода вторичного газа достигалось за счет изменения диаметров отверстия вдува d_2 и постановкой расходных шайб в трубе подвода вдуваемого газа, чем достигалась имитация различных схем подачи вторичного газа — дросселирования давления и изменения площади сечения сопла вдува. Расстояние от отверстия вдува газа до среза сопла выбиралось таким образом, чтобы криволинейный скачок уплотнения, образующийся перед вдуваемой струей, не попадал на стенку сопла и не возникала отраженная ударная волна. Число Рейнольдса Re_1 равнялось $(1 \div 8) \cdot 10^6$.

Существенное значение для конечных результатов исследования имеет выбор определяющей температуры T_f , которая представляет собой местную температуру пристенного слоя газа в возмущенной зоне и аналогична температуре восстановления T_e в пограничном слое. Известно, что эта величина зависит от степени диссоциации рабочего газа, относительной интенсивности излучения, условий теплообмена и т. д. В условиях проведения экспериментов диссоциация газа практически отсутствовала, доля лучистых тепловых потоков в общем тепловом потоке, попадающем на стенку сопла, составляла пренебрежимо малую величину. В этих условиях соответствующий расчетный анализ показывает, что определяющая температура T_f примерно на 5—8% ниже T_1^* , т. е. $T_f \approx 0,92 \div 0,95 T_1^*$, что и было принято в дальнейшем. При экспериментальных измерениях T_f было получено $T_f/T_1^* = (0,93 \div 0,95) \pm 0,08$.

На рис. 1 представлено типичное распределение относительного коэффициента теплообмена $\alpha = \alpha/\alpha_0$ по длине сопла $\bar{x} = \frac{x_1}{d_2}$ для давления $P^* = 32$ бар и отношения температур торможения $T_2^*/T_1^* = 0,95$ при трех значениях относительного расхода вдуваемого газа. На рис. 2 приведено распределение $\bar{\alpha}$ по центральному углу φ_1 для тех же условий в поперечном сечении сопла.

Измеренные при вдуве газа в сопло значения коэффициента теплообмена α отнесены к соответствующим локальным значениям α_0 для того же сопла при тех же параметрах основного газового потока, которые также были получены экспериментальным путем при отсутствии вдува газа. Выбор в качестве естественного масштаба отнесения для α именно измеренных значений α_0 позволяет уменьшить возможную систематическую погрешность принятого метода измерения коэффициента теплообмена. Измеренные при отсутствии вдува газа в сопло значения коэффициента

У, № 5

6.011.5

фици-
сопла
метрыению
вест-
росы
бен-
це-ущ-
щи-
а —
аде-
о с
ик-
ца,
уле

(1)

ен-
ить

(2)

(3)

(4)

е-
е-

ента α_0 сопоставлялись с расчетными данными, полученными по известным методам расчета коэффициента теплообмена (по формуле для обычной цилиндрической трубы, методы Барта, Авдеевского, Иезлева и т. д.), и при этом было получено удовлетворительное совпадение этих данных.

Как видно из рис. 1, 2, в области вдува происходит существенная перестройка картины теплообмена, интенсивность его увеличивается по всей поверхности сопла, ограниченной зоной возмущений. Для объяснения этого характеристики теплообмена сопоставлялись с данными измерений полей давлений, полученных в тех же экспериментах.

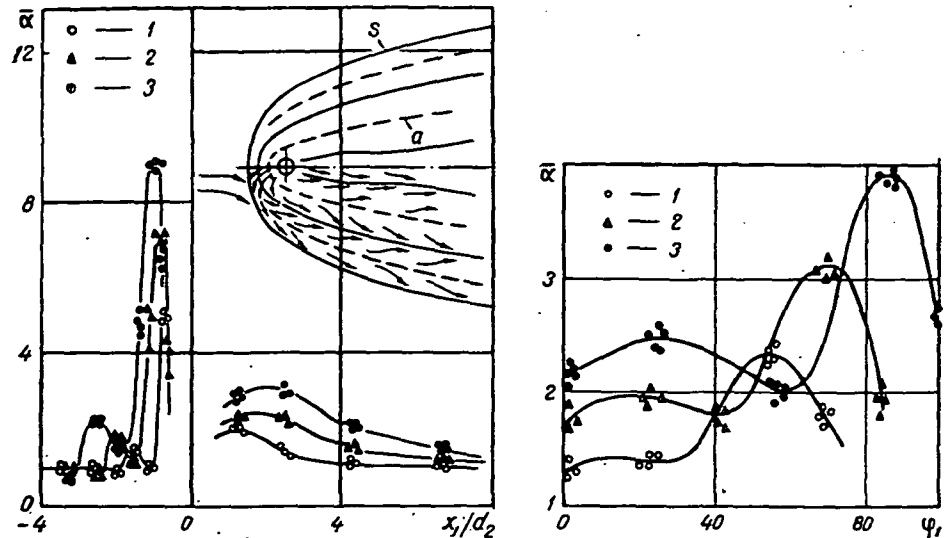
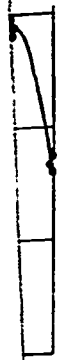


Рис. 1. Изменение коэффициента теплообмена по длине сопла при вдуве звуковой струи через круглое отверстие. $d_2=10$ мм; $M_1=2,75$; 1 — $\bar{G}_2=2,2\%$; 2—4,75; 3—7,5

Рис. 2. Распределение коэффициента теплообмена в поперечном сечении сопла $x_1/d_2=4,1$ для $M_1=2,75$ при вдуве газа: 1 — $\bar{G}_2=2,2\%$; 2—4,74; 3—7,5. φ , град

Совместное рассмотрение полученных результатов с привлечением известных работ по физическому взаимодействию потоков при вдуве газа в сверхзвуковой поток [3], [4] и др. указывает, что на линии отрыва трехмерного пограничного слоя (линия s) коэффициент теплообмена имеет местный минимум. Это хорошо согласуется с результатами [5], где предлагается определять точку отрыва пограничного слоя по локальному минимуму коэффициента α . Максимальные значения коэффициента теплообмена α_{\max} наблюдаются перед вдуваемой струей на линии растекания a (см. рис. 1). Хорошо согласуются полученные результаты с тепловыми фотографиями (см., например, [3]). α_{\max} соответствует зоне падения криволинейного скачка уплотнения на стенку сопла. Непосредственно перед струей коэффициент теплообмена резко уменьшается, что связано с наличием здесь застойной зоны. Следует отметить, что теплоизолированный стержень, применяемый для определения локального значения коэффициента теплообмена, имеет конечные размеры, что приводит к некоторому осреднению значений α , получаемых при измерениях. Поэтому для более точного определения α_{\max} были применены специальные вставки в сопло вдува, в которых отверстие для вдува выполнялось с некоторым эксцентриситетом относительно боковой поверхности встав-

извест-
обыч-
т. д.),
нных.
ая пе-
ся по
ясне-
изме-



φ_1

руи

пла

ем

за

ва

на

β ,

ль-

та

с-

с

ет

о-

я,

п-

о-

в-

к-

ь-

ь-

ки, что позволило изменять положение отверстия вдува в стенке сопла относительно заделанных неподвижно теплоизолированных стержней на величину этого эксцентриситета. Возрастает коэффициент теплообмена и в зоне за вдуваемой струей. Интересно, что на длине $x=8 \div 10 a \approx a_0$, т. е. эффект возмущения в смысле теплообмена практически исчезает, а это говорит об упорядоченности движения потока в этой зоне. Характер изменения α по углу φ_1 также повторяет особенности газо-динамической картины течения: максимумы коэффициента теплообмена соответствуют линиям растекания, а минимумы располагаются на линиях стекания масляных картин течения.

Проведенные нами экспериментальные исследования влияния различных параметров основного и вторичного потоков на интенсивность теплообмена в зоне возмущения показали, что основное влияние на α оказывает относительный расход вдуваемого газа $\bar{G}_2 = \frac{G_2}{G_1}$ и число Маха основного

потока M_1 в сечении вдува. Давление торможения P_2^* вдуваемого газа при постоянном его расходе, давление P_1^* и температура T_1^* основного потока, профили основного и вторичного сопла практически не оказывают влияния на относительную величину коэффициента теплообмена α .

На рис. 3 приводится зависимость максимального значения α от относительного расхода на вдув и числа M_1 набегающего потока. Видно, что относительный расход вдуваемого газа оказывает решающее влияние на α_{\max} . Увеличение M_1 также несколько увеличивает максимальное значение коэффициента теплообмена. Это означает, что смещение отверстия вдува в сопле ближе к критическому его сечению приведет к некоторому уменьшению относительного коэффициента теплообмена α_{\max} , однако по абсолютной величине он при этом увеличится, так как увеличится одновременно коэффициент теплообмена α_0 .

Для выявления определяющих критериев исследуемого процесса воспользуемся анализом размерностей, который позволяет выявить эти безразмерные параметры, не прибегая к уравнениям, описывающим исследуемый процесс [6].

Запишем все независимые параметры задачи, характеризующие моделируемое явление, считая искомой величиной коэффициент теплообмена α : x_1, φ_1 — координаты точки в сопле; $\omega_1, \rho_1, c_{p1}, \lambda_1, \eta_1, R_1, T_1$ — параметры основного газового потока; $\omega_2, \rho_2, c_{p2}, \lambda_2, \eta_2, R_2, T_2$ — вторичного; D_1 — текущий диаметр сопла; β — угол вдува; $T_{ст}$ — температура стенки; g — ускорение силы тяжести; γ_1 — угол раствора сопла; l_1 — расстояние от критического сечения; P_1 и P_2 характеризуют профиль основного и вторичного сопла; d_2 — диаметр отверстия для вдува; l_τ и ϵ — масштаб и интенсивность турбулентности; μ_2 — коэффициент расхода вторичного сопла.

Таким образом, имеется совокупность 29 параметров, которая определяет теплообмен в сопле в возмущенной зоне при вдуве газа. Основными единицами измерения будут: кг, м, сек, °К.

Процесс рассматриваем как квазистационарный. Применяем л-теорему Бэкингема. Общее число безразмерных критериев

$$r = n - m' = 29 - 4 = 25. \quad (5)$$

Из них одна безразмерная величина α будет функцией 24 других безразмерных критериев. Проведя далее анализ размерностей, согласно [6], получаем, что решение задачи о теплообмене при вторичном вдуве газа в сопло может иметь, например, следующий вид:

$$Nu = f \left(\frac{x_1}{d_2}, \varphi_1, Re_1, Re_2, Pr_1, Pr_2, Fr, M_1, M_2, \gamma_1, \beta, k_1, k_2, \Pi_1, \Pi_2, \frac{l_1}{d_2}, \frac{l_T}{d_2}, \frac{D_1}{l_1}, \varepsilon, \mu_2, \frac{\omega_2}{\omega_1}, \frac{\rho_2 \omega_2^2}{\rho_1 \omega_1^2}, \frac{T_2^*}{T_1}, \frac{T_{ст}}{T_1} \right) \quad (6)$$

При более общей постановке задачи в число определяющих критериев войдет еще $Sh = \frac{\omega \tau_0}{l}$, где τ_0 — характерное время.

Как видно, решение задачи в самой общей постановке имеет чрезвычайно сложный вид. Поэтому для его упрощения необходимо проанализировать все безразмерные величины с точки зрения их возможного влияния на искомый результат, т. е. как бы выявить коэффициенты влияния для каждого из этих параметров. Естественно, что ввиду отсутствия аналитического решения задачи ответ на это может дать экспериментальная проверка влияния каждого из критериев на исследуемый процесс.

Итоги проведенных экспериментальных исследований по выявлению влияния безразмерных параметров уравнения (6) на $\bar{\alpha}$ для условий, наблюдающихся при проведении экспериментов ($\beta = 90^\circ$, $M_2 = 1$ и т. д.), а также использование приведенных в литературе экспериментальных данных позволили исключить безразмерные параметры, относительно которых процесс является практически автомодельным. Тогда конечное решение для наших условий принимает вид

$$\bar{\alpha} = f \left[\frac{x_1}{d_2}, \varphi_1, M_1, \frac{\rho_2 F_2}{\rho_1 q(\lambda_1) \cdot l_{пл.}}, \theta_{ст} \right] \quad (7)$$

Представление α в виде $\bar{\alpha} = \alpha/\alpha_0$, а не в виде числа Nu связано с тем, что относительная интенсивность теплообмена практически автомодельна по числу Re_1 в исследованном диапазоне его изменения, а $Nu = f(Re_1)$, и поэтому переход к $\bar{\alpha}$ естествен. Кроме того, α можно представить и как

$$\bar{Nu} = \frac{Nu}{Nu_0} = \frac{\frac{\alpha l}{\lambda_1}}{\frac{\alpha_0 l}{\lambda_1}} = \bar{\alpha} \quad (8)$$

Комплекс $\frac{\rho_2 F_2}{\rho_1 q(\lambda_1) \cdot l_{пл.}} = \frac{G_2}{\frac{G_1}{F_1} \cdot l_{пл.}}$ представляет собой отношение расхода вдуваемого газа к расходу основного газа через единичную площадь.

В случае $\beta \neq 90^\circ$ и $M_2 \neq 1$ решение задачи для случая, когда вдуваемый газ отбирается из камеры сгорания, можно представить в виде

$$\bar{\alpha} = f \left[\frac{x_1}{d_2}, \varphi_1, M_1, M_2, q, \frac{x^*}{m_1 \omega_1} \cdot \frac{\omega_2}{\omega_1} (1 - \cos \beta), \theta_{ст} \right] \quad (9)$$

где $q = \frac{\rho_2 \omega_2^2}{\rho_1 \omega_1^2}$; $\theta_{ст} = \frac{T_{ст}}{T_1^*}$; $x^* = m_2 \omega_2 \left(\frac{\omega_1}{\omega_2} - \cos \beta \right)$; комплекс $\frac{x^*}{m_1 \omega_1} \cdot \frac{\omega_2}{\omega_1} (1 - \cos \beta)$ был ранее введен в работах Б. С. Виноградова

и В. И. Панченко. Он обобщает влияние безразмерных параметров β , k_1 , k_2 , Re_2 , $\frac{w_2}{w_1}$, $\left(\frac{R_2 T_2}{R_1 T_1}\right)$.

Необходимо отметить, что совокупность критериев, входящих в соотношение (6), может быть получена и другим путем — на основе анализа уравнений для основного и вторичного потоков газа. В число этих уравнений входит уравнение сохранения суммарного расхода газа в сопле, уравнения сохранения энергии и импульсов, уравнения состояния для основного и вторичного газов и т. д.

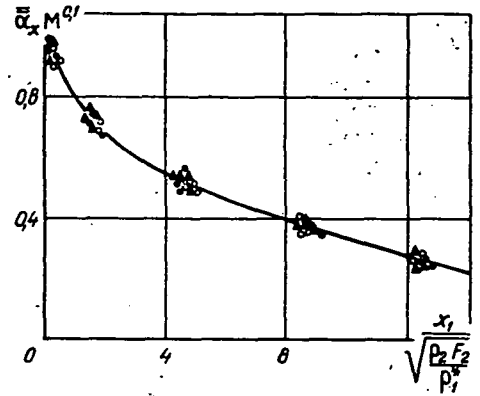
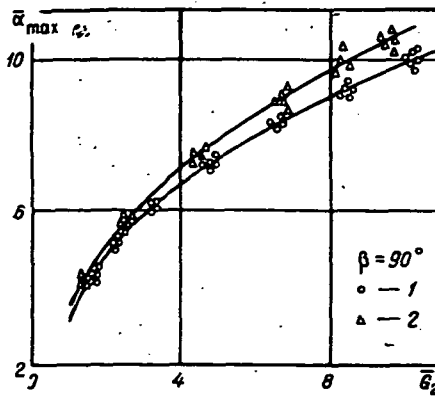


Рис. 3. Зависимость максимального коэффициента теплообмена перед вдуваемой струей от относительного расхода вдуваемого газа: 1 — $M_1=3,36$; 2 — $2,75$; $\beta=90^\circ$; G , %

Рис. 4. Обобщенная зависимость для максимального значения коэффициента теплообмена в поперечном сечении сопла за отверстием вдува

Несмотря на значительное упрощение решения задачи в виде (7) (в отличие от (6)), представление результатов экспериментальных исследований в этой форме оказалось затруднительным в виду сложности всего поля α в сопле в возмущенной зоне.

Поэтому зависимости подобного рода удалось получить на основе результатов исследований лишь для некоторых характерных значений α в возмущенной зоне, а не для всего поля коэффициента теплообмена.

На рис. 3 приводились некоторые результаты исследований для максимального значения относительного коэффициента теплообмена α_{max} в области перед струей вдува для $M_2=1$ и $\beta=90^\circ$. Эти результаты могут быть аппроксимированы зависимостью

$$\alpha_{max} = 1 + M_1^{0,35} \left[\frac{\rho_2 F_2}{\rho_1 q(\lambda_1) \cdot \text{Пл}} - 0,19 \right]^{0,45} \quad (10)$$

Положение α_{max} перед струей определяется соотношением

$$\frac{x_m - \frac{d_2}{2}}{x_s - \frac{d_2}{2}} = 0,2 \div 0,25, \quad (11)$$

где x_m — координата точки с α_{max}

Максимальный коэффициент теплообмена в возмущенной зоне в произвольном поперечном сечении сопла за отверстием вдува определяется по соотношению

$$\bar{\alpha}_x = \left[0,98 - 0,224 \left(\frac{x_1}{\sqrt{\frac{\rho_2 F_2}{\rho_1}}} \right)^{0,46} \right] M_1^{-0,1}, \quad (12)$$

обобщающему результаты экспериментальных исследований для $x \geq 0$, $\beta = 90^\circ$, $M_2 = 1$ (см. рис. 4). Здесь $\bar{\alpha}_x = \alpha_x / \alpha_{\max}$, а α_x — максимальный по величине относительный коэффициент теплообмена в произвольном сечении сопла за отверстием вдува.

В соотношениях (10) и (12) $\theta_{\text{ст}}$ отсутствует, так как на данной стадии исследований влияние этого параметра не изучалось.

Полученные зависимости могут быть использованы при организации теплозащиты сопел, имеющих системы вторичного вдува газа для целей управления вектором тяги.

Обозначения

α — коэффициент теплообмена; x — расстояние от омываемого потоком торца стержня до произвольной точки в теле; x_1 — координата точки на поверхности сопла, отсчитываемая по образующей от поперечного сечения, проходящего через центр отверстия для вдува; φ_1 — центральный угол между образующими поверхности сопла, проходящими через центр отверстия вдува и произвольную точку; τ — время; P — давление; T — температура; W — скорость; ρ — плотность; c_p — теплоемкость при постоянном давлении; m — масса; F — площадь; G — секундный расход газа; a , λ , η — коэффициенты температуропроводности, теплопроводности и динамической вязкости; D , d — диаметр; l — длина; R и k — газовая постоянная и показатель адиабаты; β и γ — угол вдува и угол раствора конического сопла; n — общее число безразмерных критериев; n — общее число параметров; m' — число независимых единиц измерения; Re , Pr , Nu , Bi , Fo , Fr , Sh , M — числа Рейнольдса Прандтля, Нуссельта, Био, Фурье, Фруда, Струхала, Маха; индексы: 0 — начальные параметры, параметры при отсутствии вдува газа в сопло; 1, 2, *, ст. — параметры основного потока, вдуваемой струи, торможения, стенки соответственно; \max — максимальное значение; e , x — параметры восстановления и в произвольном поперечном сечении сопла.

Nomenclature

α , heat transfer coefficient; x , distance from streamlined rod end face to any point of body; x_1 , coordinate of point on nozzle surface calculated along generatrix from cross-section passing through centre of orifice for blowing; φ_1 , central angle between generating nozzle surfaces passing through centre of orifice for blowing and any point; τ , time; P , pressure; T , temperature; w , velocity; ρ , density; c_p , heat capacity at constant pressure; m , mass; F , area; G , gas flow rate per second; a , λ , η , thermal diffusivity, thermal conductivity and dynamic viscosity; D , d , diameter; l , length; R , k , gas constant and adiabatic exponent; β , γ , blowing angle and apex angle of conic nozzle; n , total number of dimensionless criteria; n , total number of parameters; m' , number of independent measuring units; Re , Pr , Nu , Bi , Fo , Fr , Sh , M , Reynolds, Prandtl, Nusselt, Biot, Fourier, Froude, Struhal and Mach numbers; Symbols 0, initial parameters, parameters with no gas injection into nozzle; 1, 2, *, st, parameters of main stream, injected jet, stagnation and of wall, respectively; \max , maximum value; e , x , recovery parameters and those in any cross-section of nozzle.

Figure Captions

Fig. 1. Variation of heat transfer coefficient along nozzle length with sonic jet injection through round hole.

Fig. 2. Distribution of heat transfer coefficient in nozzle cross-section $x_1/d_2=4.1$ for $M_1=2.72$ with gas injection.

Fig. 3. Maximum heat transfer coefficient before injected jet versus relative flow rate of gas injected.

Fig. 4. Generalized relationship for maximum value of heat transfer coefficient in nozzle cross-section behind injection hole.

Summary

Heat transfer coefficient when gas is blown into a nozzle has been studied experimentally. To determine local values of α , the method of investigating unsteady-state heat conduction in a semi-infinite rod described by relationships of types (1) and (2) has been used. In Fig. 2 a typical picture of heat transfer distribution in a disturbed region is shown. In Fig. 3 experimentally is plotted the maximum value of α_{\max} versus process parameters. This dependence may be presented as (10). The maximum value of α in some section behind the blowing orifice is determined by (12) obtained by mathematical treatment of experimental data.

Литература

1. Цирельман Н. М., Бакиров Ф. Г., Шайхутдинов З. Г. ИФЖ, 24, № 2, 1973.
2. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967.
3. Глаголев А. И. и др. Изв. АН СССР, МЖГ, № 3, 1967.
4. Войтенко Д. М. и др. Изв. АН СССР, МЖГ, № 1, 1966.
5. Нидхем Д. А. Ракетная техника и космонавтика (перевод), 3, № 4, 1965.
6. Гухман А. А. Введение в теорию подобия. М., «Высшая школа», 1967.

[7.VIII 1972 г.]

Авиационный институт им. Орджоникидзе,
г. Уфа