

УДК 533.695.7:629.76.015.3

ТЕПЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ СВОБОДНО РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ СТРУИ ГАЗА НА ПЛОСКУЮ ПРЕГРАДУ

**АНТОХИН В. М., ГЕРАСИМОВ Ю. И., ЖОХОВ В. А.,
ХОМУТСКИЙ А. А.**

Проведено экспериментальное исследование теплового воздействия одиночной струи газа на пластину при числах Маха сопла 2–6,1, отношении удельных теплоемкостей $\gamma=1,4$, полном перепаде давлений до $6 \cdot 10^7$, температуре газа в форкамере 450–520 К, давлении в форкамере $(10-20) \cdot 10^5$ Па. Предложенные параметры подобия позволили получить обобщенные зависимости распределения теплового потока к пластине от условий задачи. Предложена методика приближенного расчета тепловых потоков.

Реактивные струи двигателей высотного летательного аппарата оказывают силовое и тепловое воздействие на конструкцию, влияют на работу агрегатов, оптических и радионавигационных систем. Обеспечение термической прочности элементов аппарата осложняется тем, что истекающая из сопла на большой высоте струя газа сильно расширяется и воздействует на поверхности, расположенные далеко в стороне от ее оси. Анализ распространенного случая бокового взаимодействия свободно расширяющейся струи и плоской преграды (трехмерная задача) содержится в [1], однако результаты этой работы имеют ограниченное значение, поскольку использованный метод решения не позволяет получать высокие значения степени нерасчетности струи.

Обобщение экспериментальных данных о распределении давления на преграде, параллельной струе, проведено в [2], где предложены переменные подобия, позволяющие свести к автомодельной зависимости результаты, соответствующие различным начальным условиям на срезе сопла. В целом проблема определения силового воздействия сильно недорасширенной струи на плоскую преграду разработана достаточно глубоко и имеющиеся методики дают удовлетворительные результаты.

Оценивая состояния разработки проблемы теплопередачи в этой области газодинамики, приходится отметить сравнительно малое количество накопленного экспериментального материала, отставание разработки технических методов определения потоков тепла к преграде от потребностей практики, отсутствие обобщений экспериментальных данных в критериальной форме, что затрудняет их сравнение между собой и использование в инженерных расчетах.

1. Эксперименты проводились на установке импульсного типа с объемом барокамеры около 3 м^3 . Основные параметры установки: давление и температура газа в форкамере $P_0=(10-20) \cdot 10^5$ Па и $T_0=450-520$ К соответственно; остаточное давление в барокамере $P_H=0,05$ Па ($\sim 4 \cdot 10^{-4}$ тор); объем форкамеры $11 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$. Схема установки и описание измерительной аппаратуры для регистрации параметров газа перед соплом приведена в [3].

Модель состояла из калориметрической гребенки, стальной пластины квадратной формы ($160 \times 160 \times 4,5$) и набора сменных сопел.

Калориметрическая гребенка включала в себя 15 цилиндрических приемников, в центре плоского торца которых помещался калориметр [3]. Приемники диаметром 4 и длиной 10 мм были установлены в корпус толщиной 10 мм. Расстояние между осями соседних калориметров гребенки составляло 8 мм. Вдоль оси симметрии пластины были установлены калориметры с шагом 10 мм. Пластину или гребенку калориметров помещали на штангу координатника в барокамере. Трехстепенной координатник

обеспечивал перемещение исследуемого тела в горизонтальной плоскости и вокруг вертикальной оси.

Применялись сменные конические сопла с диапазоном изменения расчетных значений числа Маха на срезе сопла 2–6,1. В качестве рабочего тела использовался азот (отношение удельных теплоемкостей $\gamma=1,4$). Ось сопла или соплового блока совпадала с продольной осью барокамеры. Размеры диаметров критического d_* и выходного d_a сечений, полууглов конусности β_a чисел Маха в выходном сечении сопла M_a , величины стени пересчетности $n=p_a/p_H$ приведены в табл. 1.

Таблица 1

Номер сопла	M_a	d_a , мм	d_* , мм	β_a , град	n
1	2,0	10,0	7,70	9,0	$5,2 \times 10^6$
2	3,75	5,9	2,02	10,0	$3,8 \times 10^5$
3	4,0	10,0	3,06	9,0	$2,6 \times 10^5$
4	4,7	5,9	1,33	10,0	$1,1 \times 10^5$
5	6,1	5,9	0,78	10,0	$2,3 \times 10^4$

Для усиления сигналов термопарных калориметров применялся усилитель переменного тока, что было обусловлено кратковременностью сигнала калориметра (импульс длительностью 5–10 мс). Это упростило конструкцию и уменьшило помехи по сравнению с усилителем, использующим модуляцию и демодуляцию сигнала. Выход усилителя соединялся непосредственно со входом светолучевого осциллографа Н-115. Среднеквадратичная погрешность измерения теплового потока в настоящей работе равнялась $\pm 14\%$.

2. Первая часть работы была посвящена исследованию теплового воздействия сильно недорасширенной струи, истекающей из сверхзвукового сопла, на плоский торец цилиндра, характерный размер которого был соизмерим или меньше радиуса сопла. К этой задаче можно свести различные практические случаи воздействия струи на элементы конструкции летательных аппаратов.

Исследование проводилось с использованием описанной выше калориметрической гребенки. Очевидно, что оси отдельных ее цилиндрических приемников были неодинаково ориентированы относительно линий тока газа. Пренебрежение зависимостью величины теплового потока от угла встречи линии тока с поверхностью калориметра может привести к ошибочным результатам при использовании полученных экспериментальных данных.

Для определения вида функции $f(\varphi) = q(\varphi)/q(0)$, где φ — угол между внутренней нормалью и лучом, проведенным в центр торца приемника из центра выходного сечения сопла, были проведены соответствующие эксперименты.

Полученные результаты позволили определить вид функции $f(\varphi)$ в диапазоне угла φ от 0 до 63° : $f(\varphi) = (\cos \varphi)^{1,25}$. Следует отметить, что значения чисел Рейнольдса, вычисленные по диаметру калориметра и параметрам набегающего потока, определенным из расчета свободно расширяющейся струи (например, методом характеристик), изменялись в диапазоне $2 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^3$, что соответствует сплошному режиму обтекания калориметров при значениях числа Маха $M_\infty = 8,5 - 16$.

Использование функции $f(\varphi)$ позволило сравнить экспериментальные результаты настоящей работы с известными эмпирическими зависимостями конвективного теплообмена тела в равномерном гиперзвуковом потоке

газа. Результаты представлены на фиг. 1 в виде

$$(2.1) \quad q^\circ = q(r^\circ, \theta^\circ) / (q(r^\circ, 0) f(\varphi))$$

где $q(r^\circ, \theta^\circ)$ — тепловой поток в точке r°, θ° , определенный по показанию калориметра; $q(r^\circ, 0)$ — тепловой поток на оси сопла в точке $r^\circ, 0$, определенный путем интерполяции по экспериментальным значениям в реперных сечениях x° ; $r^\circ = r/r_a$; $\theta^\circ = \theta/\theta_+$; r, θ — полярные координаты в системе, центр которой находится в центре среза сопла; θ_+ — характерный угловой размер, параметр подобия свободно расширяющейся струи, введенный аналогично [4]

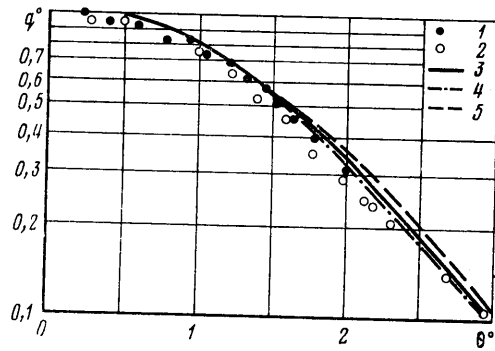
$$(2.2) \quad \begin{aligned} \theta_+ &= \arctg [(1 - 1/I_1)^{0,5}] \\ I_1 &= (1 + \gamma^{-1} M_a^{-2}) (1 + 2(\gamma - 1)^{-1} M_a^{-2})^{-0,5} \end{aligned}$$

На фиг. 1 точки 1 и 2 соответствуют соплам 1 и 2 (табл. 1). При экспериментах с соплом 1 гребенка располагалась перпендикулярно оси струи в сечениях $x^\circ = 17; 23; 29$; при экспериментах с соплом 2 — в сечениях $x^\circ = 17; 34$.

Результаты ранее проведенных экспериментальных исследований теплообмена тел в гиперзвуковом равномерном потоке представлены в [5] в виде зависимости безразмерного параметра теплопередачи q/q_{FM} от параметра K , характеризующего режим течения. Следуя [5], будем называть параметр q/q_{FM} числом Стантона

$$(2.3) \quad St = q/q_{FM}$$

$$(2.4) \quad q_{FM} = 0,5 \rho v^3 (1 - 0,5(\gamma + 1)\gamma^{-1} T_w T_0^{-1}) I^{-1}$$



Фиг. 1

Здесь q_{FM} — расчетная величина теплового потока при свободномолекулярном режиме обтекания.

Параметр режима течения является функцией числа Рейнольдса

$$(2.5) \quad K = (0,5(\gamma - 1)\gamma^{-1} \rho v R_+ T_* (\mu_* T_0)^{-1})^{0,5}$$

В формулах (2.4), (2.5) ρ, v, T, μ — плотность, скорость, температура, вязкость газа; R_+ — характерный размер тела; индексами ноль, звездочка и w обозначены соответственно параметры адиабатически заторможенного газа, критические параметры и параметры на поверхности тела; q — тепловой поток, измеренный в критической точке тела; I — механический эквивалент теплоты.

Число Стантона, определенное согласно (2.3), простейшим способом корректирует количественные характеристики теплопередачи в зависимости от условий эксперимента. Представление результатов в форме (2.3) — (2.5) позволило получить критериальную зависимость для параметра теплопередачи в широком диапазоне режимов течения от свободномолекулярного до континуального. Ее универсальность, доказанная на основании многочисленных экспериментов различных авторов [5, 6], дала основание для предположения, что и в случае неравномерного, в частности радиального, потока, каким является свободно расширяющаяся струя газа, применение соотношений (2.3) — (2.5) будет результативным. В [7] была сделана первая попытка такого рода и получена зависи-

вия проведения экспериментов приведены в табл. 2 ($h^0 = h/r_a$). В экспериментах 1—3 и 10—12 проводилось исследование распределения тепловых потоков по поверхности пластины $Y^0 = Y/r_a = 0-10$, в остальных экспериментах были получены распределения тепловых потоков только вдоль оси симметрии пластины X.

Результаты проведенных экспериментов показывают, что распределение тепловых потоков, поступающих к поверхности пластины при натекании на нее струи газа, имеет неравномерный характер $q = q(X, Y)$ с явно выраженным максимумом q_m , расположенным на оси X (см. фиг. 2). Это связано с особенностью распределения газодинамических параметров в

Таблица 2

№ эксперимента	№ сопла	h^0	α , град	№ эксперимента	№ сопла	h^0	α , град
1	1	3,0	30	9	2	22,0	0
2	1	4,0	15	10	3	2,0	30
3	1	6,0	0	11	3	3,0	15
4	2	3,05	0	12	3	4,0	0
5	2	6,1	0	13	3	6,0	0
6	2	9,15	0	14	4	4,5	0
7	2	12,3	0	15	4	6,8	0
8	2	18,0	0	16	5	2,45	0

рассматриваемых струях. Поэтому с учетом зависимости параметров набегающего на поверхность потока газа от условий истечения его из сопла ($M_a, \gamma, P_0, T_0, \dots$), положения пластины относительно сопла (h, α) и характерного размера задачи (R_+) величина теплового потока q к элементу поверхности определяется уравнением вида

$$(3.1) \quad q = q(M_a, \gamma, P_0, T_0, R_+, h, \alpha, X, Y, \dots)$$

Особенность рассматриваемой задачи состоит в том, что в типичных практических приложениях взаимодействие газа с поверхностью происходит в дальнем поле струи, где, как отмечено выше, течение радиально, т. е. линии тока газа прямолинейны и приблизительно исходят из центра среза сопла. Тогда при изменении высоты h картина течения сохраняется геометрически подобной, так как не изменяются углы встречи линий тока с преградой (ψ). Это подтверждается результатами экспериментов 4—9 (табл. 2), в которых расстояние h изменялось не менее чем в 7 раз. В частности, эти результаты показали, что распределение тепловых потоков вдоль оси X в виде $q(\theta_x)/q_m$ (θ_x — полярный угол в плоскости симметрии, фиг. 2) имеет автомодельный по h характер, а угловое положение координаты максимума теплового потока относительно оси сопла (угол θ_m) остается неизменным. Поэтому вместо линейных размеров при рассмотрении вопроса об относительном распределении теплового потока по поверхности пластины удобнее использовать угловые переменные. На фиг. 3 приведены данные об угловом положении максимума теплового потока (θ_m) в зависимости от числа Маха на срезе сопла M_a и угла наклона $\alpha = 0, 15, 30^\circ$ (цифры 1, 2 и 3 соответственно).

Результаты настоящей работы удовлетворительно согласуются с данными [10, 11] (цифры 4 и 5).

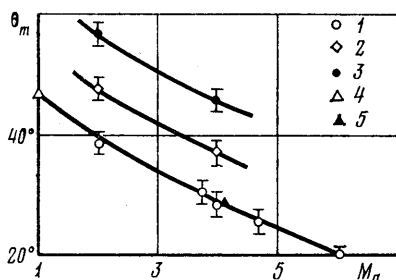
Проведенный анализ показал, что физическое размерное значение угла α не является параметром подобия рассматриваемой задачи. Поэтому были использованы параметры подобия задачи о распределении давления по поверхности пластины, имеющего сходный характер с распределением теплового потока [10, 11]. Такими параметрами являются импульс газа

на срезе сопла $I_1(M_a, \gamma)$ или характерный угол поля течения струи $\theta_+(I_1)$ (2.2) и комплекс $\alpha^\circ = \alpha / (3\theta_+ I_1^{0,5})$ [9]. В этих переменных данные о положении максимума теплового потока (фиг. 3) с хорошей точностью аппроксимируются зависимостью

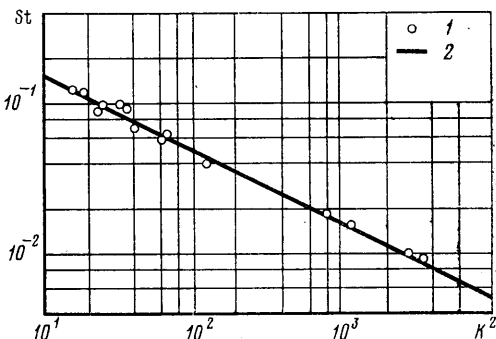
$$(3.2) \quad \theta_m^\circ = \theta_m / \theta_+ = 0,7 + I_1 + 1,6\alpha^\circ$$

Измеренные величины теплового потока к пластине обрабатывались в критериальной форме, описанной в п. 2. Однако задача осложнялась неопределенностью входящего в параметр K характерного размера R_+ , поскольку рассматривается обтекание безграничной пластины.

Затруднение было разрешено с помощью аналогии, подмеченной в [12] и состоящей в следующем. Доказано, что поле течения в окрестности точ-



Фиг. 3



Фиг. 4

ки торможения при перпендикулярном соударении сверхзвуковой осесимметричной струи газа с плоской преградой идентично полю течения около сферы, помещенной в равномерный поток. Радиус сферы определяется в [12] из условия равенства углов встречи линий тока с телом в реальном и модельном течениях.

В настоящей работе предполагалось, что ось симметрии пластины в окрестности максимума теплового потока является линией растекания газа. Как и в [12], радиальное струйное течение преобразовывается в плоскопараллельный поток, а пластина — в некое эквивалентное тело таким образом, чтобы величины углов между линиями тока преобразованного течения и эквивалентного тела равнялись соответствующим углам в реальном течениях. В области вблизи сопла ($X \approx 0$) отношение поперечного и продольного радиусов кривизны эквивалентного тела близко к единице (сфера) и уменьшается до нуля при $X \rightarrow \infty$ (цилиндр). Поэтому предполагалось, что в точке максимума эквивалентное тело является круговым цилиндром, ось которого лежит в плоскости симметрии и наклонена под углом ψ_m к вектору скорости набегающего потока. Радиус эквивалентного цилиндра (R_+) в точке максимума теплового потока (X_m) был принят равным b_x — полуширине поперечного профиля давления $P = P(X_m, Y)$ при значении $P = 0,5P(X_m, 0)$.

Для определения величины b_x было рассмотрено изменение давления на пластине вдоль дуги ξ окружности, центр которой совпадает с точкой начала координат $X=0, Y=0$ (см. фиг. 2). Использовалась упрощенная формула Ньютона $P = \rho V^2 \sin^2 \psi$ и аппроксимационная зависимость для распределения плотности газа в поле течения струи [9] $\rho \sim r^{-2} \exp[-0,5(\theta^\circ)^2]$. Скорость газа в струе принята постоянной $v = v_{\max}$. Для точек поверхности, расположенных на дуге ξ , выполняются условия

$\psi = \text{const}$, $r = \text{const}$. Поэтому относительное распределение давления вдоль дуги $P_i^\circ = P(\xi)/P_x$ описывается выражением $P_i^\circ = \exp[-0,5((\theta^\circ)^2 - (\theta_x^\circ)^2)]$, которое с учетом соотношения для сторон сферического треугольника ABC (фиг. 2) $\theta^2 \approx \theta_x^2 + \xi^2$ приводится к виду

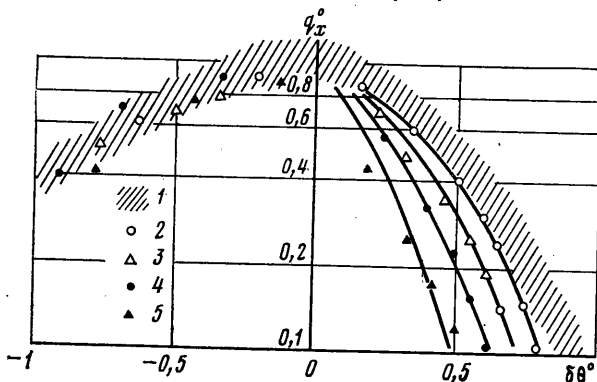
$$(3.3) \quad P_i^\circ \approx \exp[-0,5(\xi^\circ)^2]$$

(Здесь P_x — давление в точке пересечения дуги ξ с осью X , $\theta_x^\circ = \theta_x/\theta_+$, $\xi^\circ = \xi/\theta_+$.)

Решением уравнения $P_i^\circ = 0,5$ является линейная функция

$$(3.4) \quad \xi(0,5) \approx 1,17\theta_+$$

Формула для определения величины b_x является решением системы следующих уравнений: $b_x \approx r_m \xi(0,5)$, $r_m \approx h/\psi_m$, $\psi_m = \theta_m - \alpha = \theta_+ (\theta_m^\circ - 3\alpha^\circ I_1^{0,5})$,



Фиг. 5

(3.2) и (3.4). В диапазоне изменения $M_a = 1 - \infty$ значение импульса газа на срезе сопла I_1 изменяется слабо, от 0,7 до 1,0, поэтому использование среднего значения $I_1 = 0,85$ не вносит существенной ошибки в вычисления и приводит искомую форму к простому виду

$$(3.5) \quad b_x \approx 0,75h(1 - 0,74\alpha^\circ)^{-1}$$

Результаты экспериментов были обработаны в виде зависимости параметра теплопередачи $St = q_m / (q_{FM} \sin \psi_m)$ от параметра режима течения K (формула (2.4)), где $R_+ = b_x$. В таком виде они представлены на фиг. 4. Там же цифрой 2 обозначена зависимость $St = 0,5/K$, аппроксимирующая данные для обтекания цилиндра под прямым углом атаки к его образующей при ламинарном сплошном режиме течения [5]. Корреляция полученных результатов и данных [5] позволяет утверждать, что предложенная модель течения в окрестности точки максимума теплового потока достаточно правдоподобна и может быть использована для инженерных расчетов величины q_m .

Распределение теплового потока вдоль оси симметрии пластины показано на фиг. 5. Здесь $q_x^\circ = q_x/q_m$, q_x — экспериментальное значение теплового потока к пластине в точке на оси X с координатой θ_x° ; q_m — расчетное значение максимума теплового потока; $\delta\theta^\circ = \theta_m^\circ - \theta_x^\circ$. На фиг. 5 цифрой 1 обозначена полоса разброса результатов экспериментов при $\alpha = 0$. Цифры 2—5 соответствуют значениям $\alpha^\circ = 0,2; 0,3; 0,4; 0,6$ (табл. 2, эксперименты 2, 11, 1, 10). Приведенные данные показывают, что течение в области ниже и выше по потоку от точки максимума теплового потока различно по характеру, что косвенно подтверждает высказанную выше гипо-

тезу о различных моделях эквивалентного тела в дальнем поле струи и вблизи сопла.

Распределение величин теплового потока на периферийной поверхности пластины $Y^\circ=0-10$ с удовлетворительной точностью ($\pm 20\%$) аппроксимируется зависимостью $q_\xi^\circ=q(\xi)/q_x=\exp[-0,5(\xi^\circ)^2]$, где $\xi^\circ=\xi/\theta_+$, q_x и $q(\xi)$ — величины теплового потока на дуге окружности с центром в начале координат соответственно в точке пересечения этой дуги с осью X и в точке, смещенной по отношению к первой на угол ξ , вершина которого совпадает с центром среза сопла (см. фиг. 2). Можно заметить, что относительное распределение теплового потока q_ξ° идентично распределению давления (3.3) и не зависит от углового положения пластины относительно оси сопла.

Результаты обсуждавшегося экспериментального исследования позволяют сделать вывод о справедливости предположений относительно вида переменных, в которых решение рассматриваемой задачи автомодельно по параметрам газа на выходе из сопла и угловому положению пластины. Полученные зависимости удобны для использования в инженерной практике и демонстрируют возможности предлагаемой методики расчета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов М. Я., Назаров В. П. Численное решение задачи о «боковом» взаимодействии нерасчетных сверхзвуковых струй идеального газа с плоскостью и друг с другом. — Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1974, т. 14, № 1.
2. Лейтес Е. А. Моделирование силового воздействия сильно недорасширенной струи на плоскую поверхность, параллельную ее оси. — Уч. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 1.
3. Ангохин В. М., Балашов Ю. П., Герасимов Ю. И., Долголенко А. И., Жозов В. А., Зворыкин Л. Л., Кузнецова Н. Ф., Куканов Ф. А., Плешакова Л. А., Плотников Б. П., Решетин А. Г., Стасенко А. Л., Хомутский А. А. Исследование на модели обтекания космического корабля «Союз» реактивными струями управляющих двигателей корабля «Аполлон». — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 3.
4. Мурашов И. Н. Параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 4.
5. Melton H. R., Shaw L. M., Steker W. D., White D. I. Simulation of non-continuum free jet plume impingement. — AIAA Pap., 1968, № 237. См. также: Мелтон, Шоу, Сикер, Уайт. Воздействие выхлопных струй двигателей на элементы конструкции ракеты в вакууме. — Вопросы ракетной техники, 1969, № 4.
6. Королев А. С. Исследование теплообмена в критической точке сферического затупления в гиперзвуковом потоке малой плотности. — Тр. ЦАГИ, 1973, вып. 1493.
7. Балашов Ю. П., Герасимов Ю. И., Плотников Б. П., Решетин А. Г., Шкляев П. Н. Тепловое воздействие сильно недорасширенных струй на элементы конструкции аппаратов сложной формы. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 1.
8. Krewski T. M., Osonitsch C. W., Lacinski T. L. Comparison of full- and sub-scale plume impingements tests in a vacuum. — AIAA Pap., 1971, № 256.
9. Герасимов Ю. И. Параметры подобия в задаче о взаимодействии свободно расширяющейся струи с пластиной. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 2.
10. Вознесенский Э. Н., Немченко В. И. Воздействие сильно недорасширенной струи подогретого воздуха на плоскую пластину. — Тр. 18-й Науч. конф. Моск. физ.-техн. ин-т, 1972. Сер. Аэромеханика. Процессы упр. Долгопрудный, 1973.
11. Васильев А. А., Елизаров В. А., Итин П. Г., Копятевич Р. М. Исследование теплового воздействия сильно недорасширенной газовой струи на плоскую поверхность. — Тр. 4-й Всесоюз. конф. по динамике разреж. газа и молекул газ. динамике. М.: Изд. отд. ЦАГИ, 1977.
12. Благодослов В. И. Приближенный метод расчета осесимметричного взаимодействия свободно расширяющейся струи с преградой. — Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 4.

Москва

Поступила в редакцию
8.VIII.1979