

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУР  
ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СПУТНЫХ СТРУЙ МЕТОДОМ ТЕПЛЕРА

Н. А. Замятина, О. И. Навознов, А. А. Павельев

(Москва)

Шлирен-метод исследования смешения турбулентных газовых струй имеет перед другими методами ряд преимуществ, заключающихся в его простоте, в возможности быстро получить окончательные результаты и в отсутствие возмущающего влияния наблюдения на процесс смешения в струе. Сущность метода состоит в том, что освещенность в различных точках поля изображения при наличии неоднородности пропорциональна градиенту показателя преломления в этих точках [1]. В ряде случаев можно определить изменение коэффициента преломления среды и, следовательно, поле градиентов плотности, температуры и концентрации [2—5]. Имеющиеся методы расчета трехмерных объектов требуют либо получения ряда фотографий при различных положениях ножа, либо фотографии эталонной неоднородности, и являются достаточно трудоемкими.

В настоящей работе предложен простой и надежный метод расчета плотности, температуры, концентрации осесимметричной турбулентной струи, при котором задается заранее форма профиля в виде, предложенном в работе [7], по одному теплеровскому снимку. Метод использован для определения поля статических температур неизотермической струи, поступающей в дозвуковой спутный поток с дозвуковыми и сверхзвуковыми скоростями. Проведено сравнение значений температур, рассчитанных по теплеровским снимкам, со значениями, измеренными термометром сопротивления в дозвуковой струе.

**Метод расчета.** Струя, расположенная в параллельном световом пучке, как оптическая неоднородность, вызовет отклонение лучей. Если направление оси  $oz$  совпадает с направлением световых лучей, просвечивающих струю (ось  $ox$  — ось струи, ось  $oy$  — перпендикулярна кромке ножа и направлена от него), то фиксируется угол отклонения лучей в направлении  $oy$ , равный  $\varepsilon_y$ . Величину  $\varepsilon_y$  при известных допущениях можно записать в виде [1]

$$\varepsilon_y = \frac{2}{n_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial n(x, y, z)}{\partial y} dz, \quad (1)$$

где  $n_0$  — показатель преломления вне однородности. Соотношение (1) с помощью закона Лорентц-Лоренца можно преобразовать к виду:

$$\varepsilon_y \approx \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \rho}{\partial y} dz. \quad (2)$$

Отклонение, испытываемое в каждой точке струи, вызывает смещение изображения источников света, которое образуется этими лучами в плоскости оптического ножа (рис. 1). Вследствие этого освещенность в соответствующей точке фотопластинки изменится на величину  $\Delta I$ .

$$\frac{\Delta I}{I_0} \approx \varepsilon_y. \quad (3)$$

$I_0$  — освещенность фона пластинки.

В турбулентной струе плотность и соответственно интенсивность света, падающего на пластинку, будут случайной функцией времени. Если колебания интенсивности малы, а частота их велика, то можно считать, что за время экспозиции больше 0,5 сек колебания интенсивности создают такую же плотность фотонегатива, какая вызывалась бы средней величиной за время экспозиции [6]. Предполагаем [2], что фотография реальной струи за время экспозиции будет такой же, как фотография струи, в которой плотность в каждой точке постоянна и равна средней по времени плотности в соответствующей точке струи.

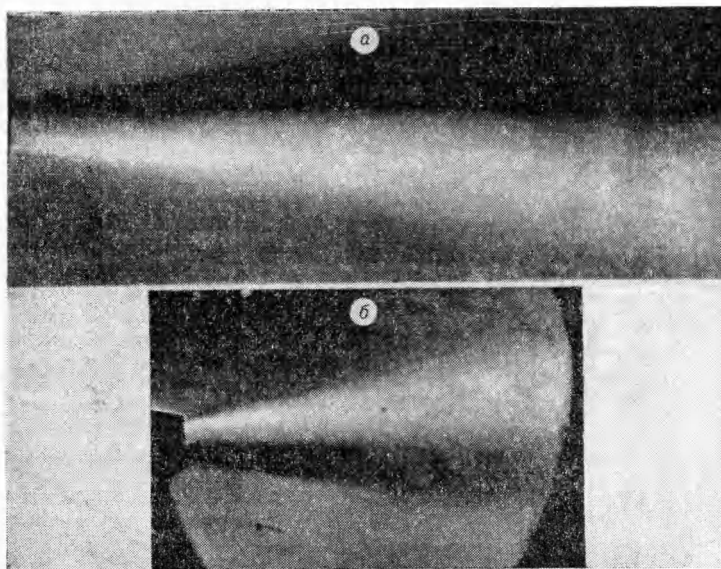


Рис. 1. Теплеровские фотографии осесимметричной турбулентной струи.

$a - d=12$  мм,  $T_2=322^\circ\text{К}$ ,  $V_2=50$  м/сек;  $b - d=10$  мм,  $M_2=1$ ,  $T_{02}=1500^\circ\text{К}$ ,  $V_1=15$  м/сек.

Для расчета средних плотностей, температур и концентраций в турбулентной струе по теплеровским фотографиям используем описание смещения струи с помощью диффузионных параметров:  $a_T$  — среднего радиуса струи,  $\sigma^2$  — дисперсии струи. Профиль средних плотностей, температур и концентраций достаточно точно описывается соотношением

$$\frac{\bar{\rho} - \rho_1}{\rho_2 - \rho_1} = \frac{\bar{T} - T_1}{T_2 - T_1} = \frac{\bar{c}}{c_0} = P_2,$$

где  $T_2, \rho_2(T_1, \rho_1)$  — начальная температура и плотность струи (спутного потока).

Вероятность появления элемента массы (объема) струи в произвольной точке пространства с координатами  $x, y, z$  описывается функцией:

$$P_2(x, y, z) = \frac{1}{2\pi \sigma^2} \int_{-a_T}^{a_T} \int_{-\sqrt{a_T^2 - z_0^2}}^{\sqrt{a_T^2 - z_0^2}} \exp\left[-\frac{(y - y_0)^2}{2\sigma^2}\right] \times \\ \times \exp\left[-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma^2}\right] dy_0 dz_0. \quad (5)$$

Подставляя соотношение для средней плотности в виде (4), (5) в выражение (2) и используя формулу (3), найдем аналитическую связь между интенсивностью света, падающего на пластинку и диффузионными параметрами струи  $a_T$  и  $\sigma^2$ .

$$\lg(\Delta I) = \lg 4 - \lg \bar{\sigma} - \frac{\bar{y}^2 + 1}{2\bar{\sigma}^2} 0,45 + \lg \int_0^1 \text{sh} \times \\ \times \left( \frac{\sqrt{1 - \bar{z}_0^2}}{\bar{\sigma}^2} \bar{y} \right) e^{\frac{\bar{z}_0^2}{2\bar{\sigma}^2}} d\bar{z}_0, \quad (6)$$

где

$$\bar{y} = \frac{y}{a_T}; \quad \bar{\sigma} = \frac{\sigma}{a_T}; \quad \bar{z}_0 = \frac{z_0}{a_T}.$$

Свет интенсивности  $I$ , падающий на пластинку, вызывает почернение пластинки степени  $S$  [6]

$$S(I) = \gamma \lg I \approx \gamma \lg(\Delta I) \text{ при } I_0 \ll I_0 + \Delta I, \quad (7)$$

где  $\gamma$  — коэффициент контрастности пластинки.

График функции  $\lg(\Delta I)$  для  $\bar{y} > 0$  и различных  $\bar{\sigma}$  показан на рис. 2 и представляет собой с точностью до постоянной распределение почернений  $S(I)$  на пластинке в различных сечениях струи для случая  $\gamma = 1$ . Характерными для каждой кривой  $\lg(\Delta I) = S(I)/\gamma$  являются положение максимума функции,  $y_{\max}$  и ширина  $y_b$ , определяемая следующим образом:

$$S(\bar{y}_{\max}) - S(\bar{y}_b + \bar{y}_{\max}) = \gamma \lg 2. \quad (8)$$

Из графика рис. 2 легко получаются соотношения, связывающие  $y_{\max}$  и  $y_b$  с параметрами струи  $a_T$  и  $\sigma^2$ :

$$\left. \begin{aligned} a_T &= K_b y_{\max} \\ \sigma &= K_\sigma y_b \end{aligned} \right\} \text{ при } \frac{y_{\max}}{y_b} < 0,95, \quad (9)$$

$$\sigma = y_{\max} \text{ при } \frac{y_{\max}}{y_b} \geq 0,95. \quad (10)$$

Графики  $K_a$  и  $K_\sigma$  представлены на рис. 3.

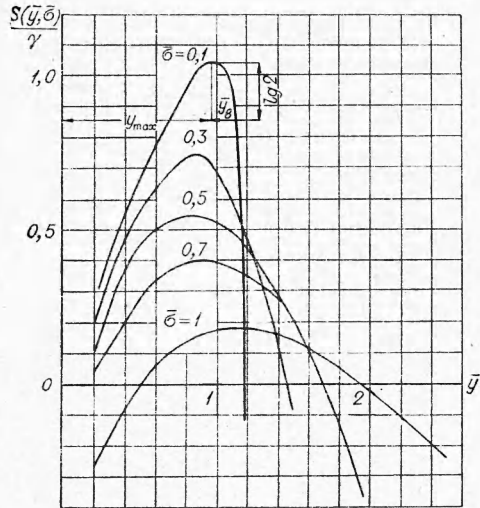


Рис. 2. Распределение почернения поперек теплеровского снимка струи (расчет).

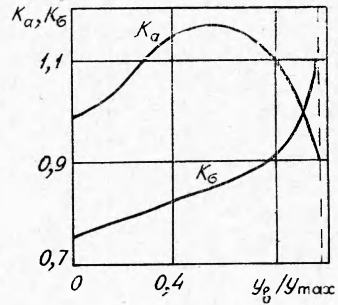


Рис. 3. К расчету параметров струи  $a_T$  и  $\sigma$  по теплеровским снимкам.

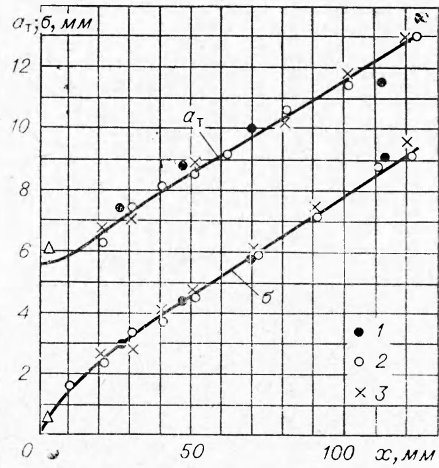


Рис. 4. Сравнение значений  $a_T$  и  $\sigma$ , рассчитанных по профилю температур (1) и теплеровским снимкам (выдержка 1 сек (2) и 3 сек (3));  $d=12$  мм,  $\Delta T=50^\circ$  С.

Значение  $u_{\max}$  для расчета  $a_T$  представляет собой расстояние между положением максимального значения функции  $S(y)$  и осью струи. Ось струи на фотографии определяется следующим образом: определяются границы струи, как место точек, в которых почернение пленки уже соответствует фону пластинки, затем находится ось струи, как геометрическое место точек, равноудаленных от границ струи. По известным параметрам  $a_T$  и  $\sigma$  по формулам (4), (5) с помощью таблиц функции  $P_2$  [9] можно рассчитать относительное распределение средних температур, плотностей и концентраций, а при известном начальном значении температуры, плотности и концентрации — абсолютные значения последних в каждой точке струи. Предлагаемый метод может быть использован для исследования смещения осесимметричной струи в спутном потоке любой скорости и при любом отношении скоростей струи и потока при условии  $\rho_1 \neq \rho_2$  в тех случаях, когда исследование другим методом затруднено.

Пользуясь методом, описанным выше, проведено измерение распределения температур в неизотермической ( $\Delta T = 35^\circ$ ) струе воздуха, поступающей в затопленное пространство (см. рис. 1, а) со скоростью  $V_2 = 50$  м/сек ( $d = 12$  мм). Фотографирование струи проводилось с различными выдержками от 1 до 10 сек. Измерения температуры в поперечных сечениях струи проводились термометром сопротивления. Параметры  $a_T$  и  $\sigma$ , рассчитанные по тепловым снимкам по формулам (9), (10) и по профилям температур (формулы (4), (5)), представлены на рис. 4. Легко видеть, что отклонения значений параметров, рассчитанных двумя методами, отличаются друг от друга менее чем на 5%, что лежит в пределах точности измерений и расчетов по формулам.

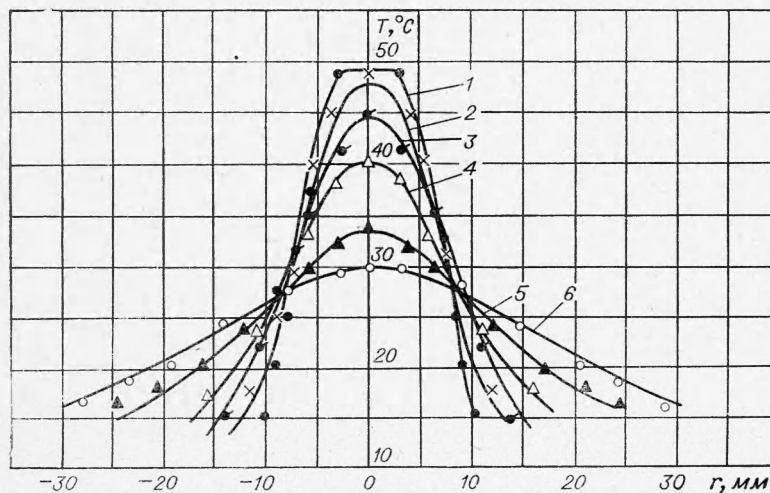


Рис. 5. Сравнение температур, определенных по тепловым снимкам (кривые) и замеренных термометром сопротивления (точки).  
 1 —  $x = 2$  мм; 2 —  $x = 26$  мм; 3 —  $x = 46$  мм; 4 —  $x = 63$  мм; 5 —  $x = 111$  мм; 6 —  $x = 156$  мм.

На рис. 5 приведены распределения температур, рассчитанных по тепловым снимкам, и значения температур, замеренных термометром сопротивления. Как видно из рис. 5, максимальное расхождение не превышает 5 град.

**Экспериментальное исследование поля статических температур сверхзвуковой струи.** Предложенный метод позволяет исследовать поле



статических температур (плотностей, концентраций) сверхзвуковых струй. Распределение статических температур, которое описывается в сверхзвуковой струе соотношением (4) и (5), измерить непосредственно нельзя.

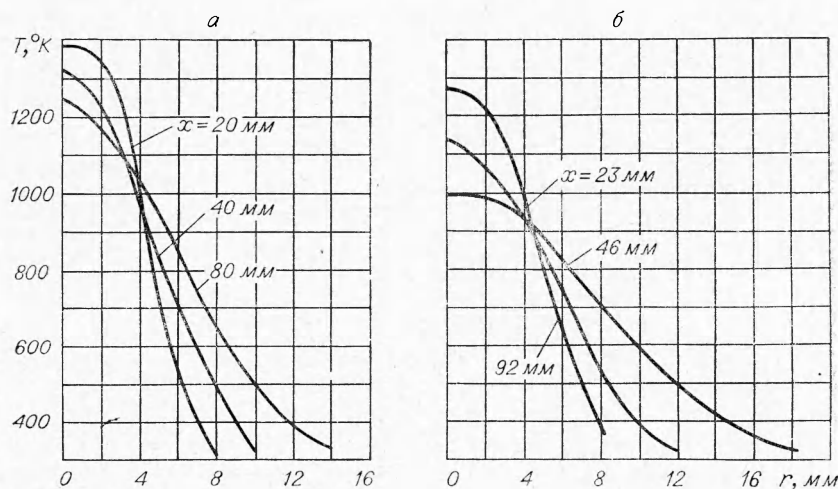


Рис. 6. Распределение статических температур в сверхзвуковой струе.  
 а —  $M_2=1$ ,  $\beta=1$ ,  $d=10$  мм,  $V_1=10$  м/сек,  $\theta=0^\circ$ ; б —  $M_2=1$ ,  $\beta=1,3$ ,  $d=10$  мм,  $V_1=30$  м/сек,  $\theta=0^\circ$ .

Проведено исследование сверхзвуковых струй, истекающих на расчетном и нерасчетном режиме в дозвуковой спутный поток с параметрами, представленными в таблице.

Метод расчета использовался только начиная с изобарического сечения, положение которого определялось по тепловым снимкам, полученным при повороте ножа на  $90^\circ$ .

$d_c$ , мм	$M_2$	$T_{02}$ , °К	$\beta = \frac{p_2}{p_\infty}$	$V_1$ , м/сек	$T_{02}$ , °К	$\theta$ , °С	$x/d$
10	1,0	1600	1 ÷ 2,2	0 ÷ 110	293	0,45	0 ÷ 10
15	1,5	1600	0,7 ÷ 1	0 ÷ 140	293	0,45	0 ÷ 7

Дисперсию струи для начальных условий истечения, представленных в таблице, можно аппроксимировать эмпирической зависимостью:

$$\frac{\sigma}{d_a} = 0,1 \frac{(1 + 2,2 |\lg \beta|) \left(1 + 8,3 \sin \theta \frac{M_1^2}{M_2^2}\right)}{\sqrt{M_2 + 1,4}} \frac{x}{d_a},$$

где  $d_a$  — диаметр изобарического сечения равен  $d \sqrt{\beta}$ , а значения среднего радиуса струи  $a_T$  хорошо ложатся на теоретическую кривую, полученную В. Н. Сагаловичем из закона сохранения секундного расхода массы и импульса струи:

$$a_T = \frac{d}{2} + \left(1,25 - 0,63 \frac{T_1}{T_2}\right) \sigma.$$

Распределение средних статических температур, рассчитанное по формулам (4), (5), представлено на рис. 6. Начальная статическая температура  $T_2$  в изобарическом сечении рассчитывалась по формуле

$$T_2 = T_{02} \tau(\lambda_a),$$

где  $\lambda_a$  — коэффициент скорости в изобарическом сечении, для  $\beta < 2,5$  рассчитывается из соотношения  $\lambda_a = \lambda_2 \sqrt{\beta}$ .

Из проведенного эксперимента можно сделать вывод, что смещение сверхзвуковой нерасчетной струи на начальном участке возрастает с уменьшением числа Маха струи и отклонением степени нерасчетности  $\beta$  от единицы в любую сторону. С увеличением скорости спутного потока смещение струи со спутным потоком ( $V_1 < 140$  м/сек) не меняется, а смещение струи в сносящем потоке возрастает.

Поступила в редакцию  
20/1 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Физические измерения в газовой динамике и при горении. М., ИЛ, 1957.
2. В. Р. Киги, Х. Х. Эллис. Сб. переводов «Вопросы горения». № 2, М., ИЛ, 1953.
3. Т. В. Баженова, З. С. Леонтьева. Газодинамика и физика горения. Изд. АН СССР, 1959, стр. 89—94.
4. Т. В. Баженова, З. С. Леонтьева, В. С. Пушкин. Газодинамика и физика горения, Изд-во АН СССР, 1959.
5. О. М. Белоцерковский. ПМТФ, 1964, 3.
6. С. Л. Мандельштам. Введение в спектральный анализ. Гостехиздат, 1946.
7. А. Г. Прудников, В. Н. Сагалович. Докл. АН СССР, 1962, **CXLIV**, 6.
8. Н. А. Замятина, А. Г. Прудников, В. Н. Сагалович. Изв. высших уч. завед. Сер. «Авиационная техника», 1966, 2.
9. I. I. Masters. J. Chem. Phys., 1955, 23, 10.