

- remal Problems in Aerodynamics. Boeing Scientific Research Laboratories, Seattle, Washington, 1962.
8. Miele A., Saaris G. R. On the optimum transversal contour of a body at hypersonic speeds.— *Astronautica Acta*, 1963, vol. 9, N 3.
  9. Гонор А. Л. Определение формы пространственного оптимального тела с учетом трения.— *Изв. АН СССР. Механика и машиностроение*, 1965, № 4.
  10. Кравец В. В. Сравнительная характеристика аэродинамических коэффициентов поликлиновых и эквивалентных по объему и длине тел вращения.— *Гидроаэромеханика и теория упругости*, 1970, вып. 2.
  11. Ведерников Ю. А., Дулов В. Г., Латыпов А. Ф. Оптимизация гиперзвуковых пространственных форм.— *ПМТФ*, 1979, № 1.
  12. Гусаров А. А., Дворецкий В. М. и др. Теоретическое и экспериментальное исследование аэродинамических характеристик пространственных тел.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1979, № 4.
  13. Гонор А. Л., Казаков М. П. и др. Аэродинамические характеристики звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1971, № 1.
  14. Казаков М. П., Кравец В. В., Швец А. И. Аэродинамические коэффициенты конических тел со звездообразным поперечным сечением.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1974, № 6.
  15. Ведерников Ю. А., Дулов В. Г., Латыпов А. Ф. Трехмерные гиперзвуковые конфигурации минимального сопротивления.— В кн.: *Исследования по гиперзвуковой аэродинамике*. Новосибирск — Красноярск: изд. ИТНМ СО АН СССР и ВЦ СО АН СССР, 1978.
  16. Ведерников Ю. А., Гонор А. Л. и др. Аэродинамические характеристики звездообразных тел при  $M = 3 - 5$ .— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1981, № 4.
  17. Майкапар Г. И. Тела, образованные поверхностями тока конических течений.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1966, № 1.
  18. Щепановский В. А. Построение пространственного потока из плоских течений.— *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук*, 1972, № 8, вып. 2.
  19. Келдыш В. В. Сопротивление стреловидной затупленной кромки крыла при гиперзвуковых скоростях.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1964, № 5.
  20. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959.

УДК 533.6.011.5 : 621.375.826

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛОСКИХ НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЙ ЛАЗЕРНЫМ ШЛИРЕН-МЕТОДОМ

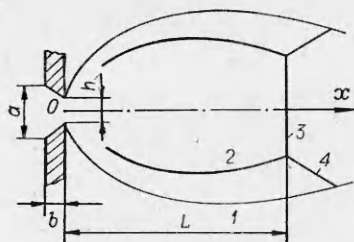
*В. А. Кочнев, И. М. Набоко*

(Москва)

1. Интерес к плоским струйным течениям возник вследствие развития работ в области неравновесной физико-химической кинетики, создания газодинамических лазеров (ГДЛ) и разработки других вопросов новой техники. В частности, при моделировании ГДЛ плоские струи имеют определенные преимущества перед обычно используемыми соплами, например обеспечивают максимально быстрое расширение потока при плоской геометрии. Однако взаимозависимость кинетических и газодинамических процессов, происходящих в струях, а также наличие вязкостных эффектов, проявляющихся, например, в образовании пограничных слоев, усложняют изучение сверхзвуковых струй высокоэнтальпийного газа и требуют их экспериментального исследования.

Цель данной работы — исследование газодинамических характеристик плоской струи: экспериментальное определение профиля изменения плотности вдоль центральной трубки тока струи и численные оценки пограничного слоя, возникающего на ограничивающих струю боковых поверхностях, основанные на теоретическом анализе. Предлагаемый экспериментальный метод, обладающий высокой чувствительностью и временным разрешением  $\ll 1$  мкс, основан на измерении последовательности значений градиентов плотности, относящихся к различным сечениям исследуемого течения при помощи лазерного шлирен-метода [1].

Известно несколько работ, посвященных исследованию плоских струй, истекающих из щелевого звукового сопла в пространство, ограниченное двумя параллельными плоскостями [2—5]. Волновая структура такого стационарного течения изучалась теневым методом в [2—4]. Получена обобщающая зависимость местоположения центрального скачка от определяющих параметров [4]. Результаты сопоставляются с данными для осесимметричных струй. В некоторых режимах обнаружен отрыв пограничного слоя, образующегося на боковых, ограничивающих струю, поверхностях [2]. В [5] методом установления рассчитано поле течения двумерной, слабо недорасширенной струи со сверхзвукового сопла.



Ф и г. 1

Из рассмотрения теоретической модели как для плоских, так и для осесимметричных струй может быть получено обобщенное соотношение для распределения плотности в центральной трубке тока [3]:

$$(1.1) \quad \rho(x)/\rho_e = B(x/d_e)^{-(j+1)},$$

где  $x$  — расстояние вдоль оси  $Ox$  от среза сопла, начало оси расположено в середине критического сечения (фиг. 1);  $\rho(x)$  — плотность на расстоянии  $x$ ;  $d_e$  — диаметр среза сопла в случае осесимметричной струи или высота щели  $h$  для плоской струи;  $j = 0$  и  $1$  для плоской и осесимметричной струй соответственно;  $B$  — коэффициент, зависящий от состава, термодинамического состояния газа, а также геометрии течения;  $e$  — индекс, относящийся к параметрам на срезе сопла.

На фиг. 1 граница струи обозначена цифрой 1, а 2—4 соответствуют висячему, замыкающему и отраженному скачкам.

Результаты экспериментального исследования свободной струи, истекающей из щелевого сопла, указывают на двумерный характер течения [6], по отличие измеренных значений плотности от соответствующих расчетных достигает  $\sim 80-100\%$ . Для определения плотности в [6] использовалась электронно-пучковая методика, расчеты проведены методом характеристик.

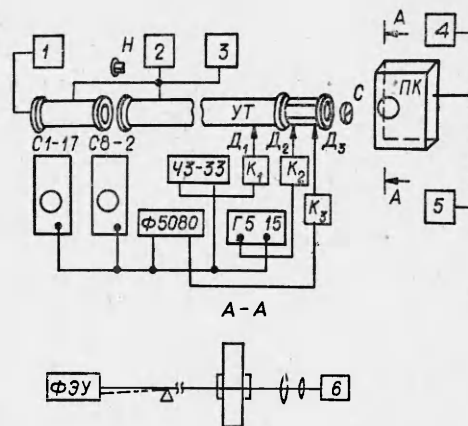
В [7] методом электронно-пучкового зондирования установлена справедливость предположения о течении типа течения от источника в приосевой трубке тока осесимметричной струи для координаты  $x$  больше нескольких калибров, т. е. справедливость соотношения (1.1) для рассмотренных режимов.

Одной из задач данного исследования является решение вопроса о возможности применения модели течения от цилиндрического источника для описания течения в плоской струе.

2. Эксперименты проводились в плоской камере (ПК), которая присоединялась к торцу ударной трубы (УТ) (фиг. 2). Внутренний диаметр трубы 50 мм, длина камеры низкого давления (КНД) 3 м, камеры высокого давления (КВД) — 1,5 м. Замыкающей секцией КНД являлась наблюдательная секция длиной 200 мм.

В качестве толкающего газа использовался гелий. Скорость ударной волны измерялась на двух базах 266 и 94 мм при помощи пьезодатчиков  $D_1, D_2, D_3$  (фиг. 2) с погрешностью не более 2%. В пределах указанной погрешности скорость падающей волны постоянна на базе  $D_1 - D_3$ , причем расстояние между торцом и датчиком  $D_3$  составляло 40 мм. На фиг. 2 обозначено: 1 — система напуска газа в КВД, 2 — система откачки УТ, 3 — система напуска газа в КНД, 4 — система напуска газа в ПК, 5 — система откачки ПК, 6 — лазер ОКГ-13, Н — ножи, разрывающие диафрагму,  $K_1, K_2, K_3$  — эмиттерные повторители, Г5-15 — генератор импульсов, Ф5080, ЧЗ-33 — частотомеры, С8-2, С1-17 — осциллографы.

Плоская камера (ПК) с щелевым звуковым соплом (С) была предназначена для создания и исследования импульсных плоских струй и имела



Ф и г. 2

форму прямоугольного параллелепипеда с внутренними размерами: высота 480 мм, длина 280 мм, ширина 45 мм. Плоскость симметрии, в которой расположены ось трубы и средняя линия критического сечения сопла, перпендикулярна двум параллельным боковым стенкам, ограничивающим струю, и делит ПК по высоте пополам. Сопловая щель высотой  $h = 1,0$  мм или  $h = 0,3$  мм прорезана в сопловой вставке (С). Конфузорная часть имела ширину входной щели  $a = 5$  мм и длину  $b = 3,4$  мм (фиг. 1). В боковых стенках ПК непосредственно за соплом симметрично устанавливались окна диаметром 75 мм, обеспечивающие возможность оптического зондирования струи.

Для измерения градиентов плотности использован известный высокочувствительный количественный лазерный шпирен-метод, нашедший в последнее время широкое применение в исследованиях на ударных трубах, а также при изучении более сложных течений, например пограничных слоев в гиперзвуковом потоке [8]. Теория метода достаточно полно изложена в [1, 9].

Источником лазерного луча в наших исследованиях являлся гелий-неоновый лазер ОКГ-13 (фиг. 2) ( $\lambda = 632,8$  нм). Диаметр луча лазера (расстояние между  $e^{-2}$  точками) уменьшался от  $\sim 1,5$  до  $\sim 0,8$  мм при помощи простой телескопической системы из двух линз, расположенной между лазером и исследуемым течением. Расходимость луча соответственно составляла величину  $4 \cdot 10^{-4}$  рад.

Лазерный луч проходил в плоскости симметрии перпендикулярно оси  $Ox$  через окна ПК и на расстоянии 4 м попадал на кромку ножа Фуко, установленного перед приемником излучения ФЭУ-51. Непосредственно перед ФЭУ помещались светофильтры, ограничивающие полосу пропускания, нейтральный фильтр, уменьшающий интенсивность излучения лазера, а также матовый диффузно рассеивающий экран для более равномерного освещения фотокатода. Вся оптическая часть (линзы, зеркала, нож, а также лазер и ФЭУ) во избежание передачи вибраций от ударной трубы и насосов установлена на специальном кронштейне, не связанном с ударной трубой и укрепленном на стене.

Полученная в экспериментах чувствительность позволяла регистрировать градиенты плотности  $\sim 10^{-6}$  г/см<sup>4</sup>. Оцененное линейное смещение луча в потоке во всем диапазоне регистрируемых градиентов не превышало 0,02 мм.

Эксперименты проводились с углекислым газом ( $CO_2$ ) и смесью углекислого газа с азотом ( $0,3CO_2 + 0,7N_2$ ), где 0,3—0,7 — мольные доли в смеси  $CO_2$  и  $N_2$  соответственно. Термодинамические параметры в пробке ударно-нагретого газа за отраженной ударной волной у торца ударной трубы рассчитаны по измеренным скоростям падающей и отраженной ударных волн и приведены в табл. 1. Измеренные на базе между торцом и датчиком  $D_3$  скорости отраженной ударной волны оказались меньше рассчитанных по идеальной теории. Отличие составляло в зависимости от режима 22—30%. Равновесные температуры, полученные при помощи измеренной скорости ударной волны, на 4—6% ниже рассчитанных по скорости падающей волны и приведены в табл. 1.

В табл. 1 содержатся также сведения о начальном давлении в плоской камере  $p_\infty$  и координатах сечений  $\bar{x} = x/h$  в центральной трубке тока струи, в которых проводились измерения. Для каждого режима, указанного в табл. 1, выполнялась серия из 3—5 экспериментов в одном сечении.

Для исключения возможных систематических ошибок измерения проводились при помощи различных экземпляров лазеров, ФЭУ, эмиттерных повторителей, осциллографов. Кроме того, сигнал регистрировался параллельно на двух осциллографах, один из которых был с памятью, и величина регистрируемого сигнала получалась при усреднении двух осциллограмм.

Относительная ошибка отдельного измерения градиента плотности  $dp(x)/dx$  составляла не более 12,5% и определялась главным образом шумами сигнала.

Т а б л и ц а 1

Ширина щели $h$ , мм	1,0				0,3
Состав истекающего газа	CO <sub>2</sub>		0,3CO <sub>2</sub> +0,7N <sub>2</sub>		CO <sub>2</sub>
Скорость падающей ударной волны, км/с	1,32	1,03	1,45	1,34	1,32
$T_0$ , К	1800	1250	2070	1810	1800
$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	$3,88 \cdot 10^{-3}$	$2,67 \cdot 10^{-3}$	$1,67 \cdot 10^{-3}$	$1,51 \cdot 10^{-3}$	$3,88 \cdot 10^{-3}$
$p_0$ , Па	$1,26 \cdot 10^6$	$6,1 \cdot 10^5$	$8,2 \cdot 10^5$	$6,7 \cdot 10^5$	$1,26 \cdot 10^6$
$p_\infty$ , Па	$5 \cdot 10^3$		$5 \cdot 10^3$		$5 \cdot 10^3$
$\bar{x}$	5; 10; 15		5; 10; 15		17; 33; 40

Рассматривалась квазистационарная стадия истечения струи, когда в измеряемых сечениях устанавливалось стационарное значение регистрируемого сигнала. Время установления квазистационарного режима истечения составляло  $\sim 150-200$  мкс.

Анализ экспериментальных данных статистическими методами показал, что для каждого режима (см. табл. 1) зависимость  $\lg |d\rho/dx|$  от  $\lg x$  может быть представлена на исследуемом интервале линейной регрессией с коэффициентом значимости 0,95 и, таким образом, зависимости  $d\rho/dx$  от  $x$  выражаются степенной функцией.

После того как полученное в каждом отдельном эксперименте значение градиента  $d\rho/dx$  было обезразмерено при помощи плотности  $\rho_0$  и высоты щели  $h$ , экспериментальные точки, относящиеся к разным режимам, сгруппировались таким образом, что стало возможным описание профиля изменения градиента  $d\rho/dx$  единой функцией от  $\bar{x}$  для каждого газа и размера щели  $h$ :

$$(2.1) \quad \bar{d\rho}/\bar{dx} = B(\bar{x})^{-\beta},$$

где  $\bar{\rho} = \rho(x)/\rho_0$ .

Найденный 95%-ный доверительный интервал позволил определить коридор значений  $\bar{d\rho}/\bar{dx}$ , который, например, для струи CO<sub>2</sub> из щели  $h = 1,0$  мм при  $\bar{x} = 10; 15$  составил 8 и 10% от значения функции соответственно.

Профиль изменения плотности  $\bar{\rho}(\bar{x})$  определялся интегрированием соотношения (2.1):

$$(2.2) \quad \bar{\rho}(\bar{x}) = C_1(\bar{x})^{-\gamma} + C_2,$$

где  $C_1 = B/(1 - \beta)$ ;  $\gamma = \beta - 1$ ;  $C_2$  — константа интегрирования. Распределение плотности в центральной трубке тока известно с точностью до константы  $C_2$ , значение которой следует определять из граничных или других физических условий.

Для решения вопроса о том, какова величина константы  $C_2$ , рассмотрим, как изменяется плотность в центральной трубке тока в течениях, близких к исследуемому. Как показано в [10], наличие неравновесных физико-химических процессов, происходящих в струях, слабо влияет на

профиль изменения плотности. Поэтому простой моделью, которая, возможно, позволит оценить распределение  $\bar{\rho}(x)$  в центральной трубке тока, представляется модель цилиндрического расширения совершенного газа. Из результатов расчета следует, что для любого  $\gamma = c_p/c_v$  профиль изменения  $\bar{\rho}(x)$  аппроксимируется линейной функцией в логарифмических координатах, начиная с  $\bar{x} = 4$  (см., например, зависимость 4 на фиг. 3), т. е. распределение плотности может быть выражено степенной функцией вида

$$(2.3) \quad \bar{\rho}(\bar{x}) = A(\bar{x})^{-\alpha}.$$

Кроме того, из анализа ряда экспериментальных и расчетных работ [5—7, 11, 12], в которых исследовались струи и течения в плоских соплах с большим углом раскрытия, следует, что для непрерывного потока в центральной трубке тока и для  $\bar{x} \geq 2-4$  профиль изменения плотности вдоль указанной трубки тока может быть аппроксимирован степенной функцией вида (2.3). Соответствующие значения  $A$  и  $\alpha$  приведены в табл. 2.

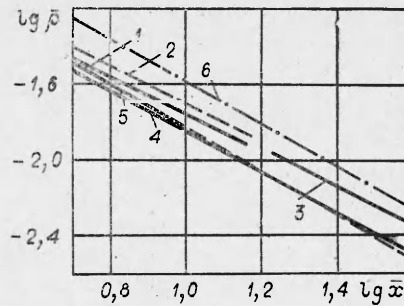
Таким образом, исходя из анализа указанных работ, предполагалось, что в исследуемых струях в приосевой области для координат  $\bar{x} \geq 5$  изменение плотности также аппроксимируется степенной функцией (2.3), и поэтому константу интегрирования  $C_2$  в (2.2) можно принять равной нулю.

3. Полученные профили распределения относительной плотности  $\bar{\rho}(\bar{x})$  представлены в логарифмических координатах на фиг. 3. Функции 1 и 2 соответствуют струям  $\text{CO}_2$  и смеси  $(0,3\text{CO}_2 + 0,7\text{N}_2)$  для щели  $h = 1,0$  мм, а зависимость 3 получена для струи  $\text{CO}_2$  и  $h = 0,3$  мм. Значения коэффициентов  $A$  и  $\alpha$  в найденных аппроксимационных зависимостях вида (2.3), а также соответствующие газодинамические условия истечения приведены в табл. 2. Там же приведены аналогичные данные, взятые из работ, в которых исследовались течения в плоских струях [5], в свободных струях, истекающих из щелевого сопла [6], в плоских соплах [11, 13], а также в осесимметричной струе, истекающей из сверхзвукового сопла [7]. В табл. 2 приведены распределения, полученные методом естественных координат [12], и результаты, следующие из расчета модели цилиндрического расширения.

Отношение сторон щели обозначено через  $l/h$ , отношение высоты струи к ширине — через  $L/h$  (см. фиг. 1). В случае осесимметричной струи характерным размером являлся диаметр выходного сечения сверхзвукового сопла  $d_e$ .

Из сравнения данных табл. 2 следует, что коэффициент, характеризующий степень расширения потоков, меняется от величины 0,6—0,7 для плоских сопел до  $\sim 2$  для осесимметричной струи. Для распределений данной работы получены коэффициенты  $\alpha = 0,957-1,02$ , которые меньше соответствующих расчетных [12], а также экспериментально найденных в [6] при измерениях в свободной струе. То обстоятельство, что профиль плотности в центральной трубке тока сопла с большим углом раскрытия ( $70^\circ$ ) имеет  $\alpha > 1$  [11], может быть объяснено тем, что рассматривается лишь начальный участок течения, который, возможно, соответствует неустановившейся стадии истечения, а тогда, как известно [13], изменению плотности  $\bar{\rho}(x)$  соответствует более крутая зависимость.

Из сравнения представленных на фиг. 3 данных следует, что профиль 1 расположен ниже профиля 2 на 10—15%. Очевидно, это связано с более глубоким расширением  $\text{CO}_2$  на участке струи до замораживания



Ф и г. 3

Вид течения	Состав истекающего газа	$h$ , мм	$l/h$	$L/h$	Интервал изменения $\bar{x}$	$A$	$\alpha$	Ссылка
Плоская струя	$\text{CO}_2$	1,0	45	170	5—15	0,180	1,02	Эксперимент данной работы
	$0,3\text{CO}_2+0,7\text{N}_2$	1,0	45	93	5—15	0,179	0,957	
	$\text{CO}_2$	0,3	150	170	17—40	0,17	0,97	
Двумерная струя	$\gamma=1,4$	—	$\infty$	—	5—10	0,217	1,167	Расчет методом естественных координат [12]
	$\gamma=1,18$	—	$\infty$	—	5—10	0,181	1,216	
Двумерная струя	$\gamma=1,4$	—	$\infty$	—	5—20	0,16	1,05	Модель цилиндрического расширения
	$\gamma=1,18$	—	$\infty$	—	5—20	0,147	1,09	
Плоская струя	$\text{N}_2$	—	$\infty$	5	1,3—3	0,295	1,18	Расчет методом установления [5]
Свободная струя	Воздух	0,11	200	51	3—50	0,192	1,1—1,2	Расчет методом характеристик [6] Эксперимент [6]
	Воздух	0,11	200	77	3—70	0,27—0,4	1,1	
Течение в плоском сопле ( $\alpha=70^\circ$ )	$0,16\text{CO}_2+0,83\text{N}_2+0,01\text{H}_2$	0,6	250	—	1,9—3,2	0,167	1,12	» [11]
Течение в плоском сопле ( $\alpha=30^\circ$ )	$\text{N}_2$	6	20	—	2—10	0,5	0,634	» [13]
Осесимметричная струя	$\text{N}_2$	$d_s=3,2-10$	—	100	7—40	0,017	2,0	» [7]

колебательных степеней свободы. Зависимости 1, 3 получены для одинаковых режимов истечения  $\text{CO}_2$ , но для отличающихся  $h$  и  $\bar{x}$ . Профиль 3 расположен выше экстраполированной в область  $\bar{x} = 17-40$  зависимости 1 на 8—10%, что может быть связано с разной величиной погранслоя, возникающего на ограничивающих струю поверхностях и разной степенью замороженности течений.

Распределение 4 получено из модели цилиндрического расширения для  $\gamma = 1,4$ , а 5 — методом естественных координат [12] также для  $\gamma = 1,4$ . Зависимости 4, 5 пересекаются примерно в середине рассматриваемого интервала изменения  $\bar{x}$ , а на краях отличие не превышает 12%. Но обе расположены ниже экспериментальных (1—3). Расхождение составляет в зависимости от сравниваемых распределений и координаты  $\bar{x}$  от 6 до 50%. Наименьшее отличие имеют функции 1, 5 при  $\bar{x} = 5$ , но уже при  $\bar{x} = 15$  оно составляет  $\sim 20\%$ , а сравнение зависимостей 2 и совпадающих 4 и 5 при  $\bar{x} = 15$  дает разницу в  $\sim 45\%$ .

Из рассмотрения фиг. 3 также следует, что экспериментальное распределение для свободной струи 6 лежит выше, чем распределения данной работы (1—3), хотя в свободной струе должно осуществляться более глубокое расширение. Причина такого расхождения не совсем понятна, возможно, это результат конденсации холодной струи ( $T_0 = 293 \text{ K}$ ) [6] и возникновения систематической погрешности измерений, если влияние конденсата на электронно-пучковые измерения не было учтено.

Таким образом, найденные распределения плотности вдоль центральной трубки тока значительно отличаются как от рассчитанного при помощи модели [12], так и полученного при рассмотрении модели цилиндрического расширения. Отличие достигает 50—60% и обусловлено, очевидно, влиянием на течение реальных свойств газа, в первую очередь вязкости.

4. Оценим величины образующегося в исследуемых течениях пограничного слоя, который может быть причиной отклонения течений от двумерного и даже может приводить в некоторых режимах [2] к отрыву потока от стенки в области течения около центрального скачка.

Нас будет интересовать погранслоя, возникающий в плоскости симметрии струи, где поперечным градиентом термодинамических параметров можно пренебречь.

Для оценки величины погранслоя в условиях квазистационарного течения наиболее близкой представляется модель, в которой рассматривается ускоряющийся сжимаемый поток газа с градиентом по течению вдоль плоской полубесконечной пластины. Условиям на краю пластины соответствуют условия в критическом сечении сопла. Пограничным слоем в до- и трансзвуковых областях пренебрегалось.

Характер погранслоя определяется числом Рейнольдса источника в критическом сечении сопла  $Re_* = \rho_0 u_* h / \mu_0$ , где  $\rho_0$  и  $\mu_0$  — плотность и вязкость газа в условиях торможения.

В условиях данных экспериментов  $Re_* \approx 10^4$ , что является типичным для газодинамических лазеров и меньше числа Рейнольдса, переходного к турбулентному течению ( $Re_{\text{п}} \approx 10^6-10^7$  [14, 15]). Таким образом, рассматривается ламинарный погранслоя.

Как следует из анализа [16, 17], когда  $Re_*$  порядка  $10^5$ , действием эффектов вязкости на характеристики ГДЛ ( $\text{CO}_2$ ) можно пренебречь, а когда  $Re_* \sim 10^4$  или меньше, эффекты вязкости приводят к потерям более чем 10%.

Таким образом, при исследовании данных течений необходимо учитывать возможное влияние погранслоя на струю.

Как правило, система уравнений для погранслоя может быть решена только численно. Для оценок целесообразно использовать приближенные аналитические решения или аппроксимации.

Приближенное решение для нарастания ламинарного погранслоя в условиях, близких к рассматриваемой модели, получено в [15]. Необходи-

димый для расчетов профиль изменения приосевой скорости находился из экспериментально определенного распределения плотности в струе в предположении изэнтропичности течения. Расчет показал, что величина нарастания погранслоя составляет величину  $\sim 1,2$  мм как для  $\text{CO}_2$ , так и для смеси 30%  $\text{CO}_2$  с 70%  $\text{N}_2$  на расстоянии  $\bar{x} = 25$  при истечении из щели  $h = 1$  мм и величину  $\sim 2,5$  мм для  $\text{CO}_2$  на расстоянии  $\bar{x} = 60$  при истечении из щели 0,3 мм.

Погранслой, формирующийся на боковой поверхности сопла или пластины, ограничивающей струю, рассчитывался численно в [18]. Предполагалась модель течения, в которой течение условно разделялось на две части. Первая — цилиндрическое расширение газа до конечной величины  $M_\infty$ , где  $M = u/a$  — число Маха,  $u$  — скорость потока,  $a$  — скорость звука, и вторая — идеальный двумерный поток с  $M_\infty$ . Рассматривалось нарастание погранслоя только вдоль линии пересечения плоскости симметрии с боковой поверхностью при отсутствии поперечных потоков. Для типичных условий ГДЛ ( $Re_* \approx 3 \cdot 10^4$ ) и плоской геометрии для  $\text{CO}_2$ -лазеров [18] получены аппроксимационные зависимости для  $M_\infty = 4,7$  ( $\bar{x} > 13$ )

$$(4.1) \quad \bar{\xi} = 5,25 \cdot 10^{-3}(x/h - 13) + 0,0244, \quad \delta^*/h = 1,13(\bar{\xi})^{1/2},$$

где  $\delta^*$  — толщина вытеснения импульса.

В условиях исследуемых струй  $M_\infty$ , оцененное по максимально возможной скорости  $u_{\max} = \sqrt{2H}$ , где  $H$  — энтальпия газа в «пробке» у торца ударной трубы, составляет  $\approx 5$ . Таким образом, возможно по соотношениям (4.1) оценить величину  $\delta^*$  для условий, реализуемых в экспериментах. Величина нарастания погранслоя  $\delta$  примерно в 3 раза больше, чем  $\delta^*$ , и составляет по оценкам  $\sim 1,5$  мм как для  $\text{CO}_2$ , так и для смеси (30%  $\text{CO}_2$  + 70%  $\text{N}_2$ ) на расстоянии  $\bar{x} = 25$  при истечении из щели  $h = 1$  мм и величину  $\sim 3$  мм для  $\text{CO}_2$  на расстоянии  $\bar{x} = 60$  при истечении из щели 0,3 мм.

Итак, оценки возникающего погранслоя на основе двух моделей дают близкие значения. Из оценок следует, что вследствие существования пограничного слоя ширина струи в исследуемом диапазоне  $x$  может уменьшаться на 3—10%. Такие изменения необходимо учитывать при измерении в исследуемой струе градиентов плотности, а также при спектроскопическом зондировании струи.

Таким образом, исследуемые плоские сверхзвуковые струи не могут считаться двумерными, а возникающий пограничный слой необходимо учитывать при измерениях на просвет, так как он достигает заметных величин.

Авторы выражают благодарность П. А. Сковородко за предоставленные в их распоряжение результаты расчетов.

Поступила 26 VI 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lutz R. W., Kiefer J. H. Structure of the vibrational relaxation zone of shock waves in oxygen. — *Phys. Fluids*, 1966, vol. 9, p. 1638.
2. Sheerren W. J., Dosanjh D. S. Observation of jet flows from a two-dimensional, underexpanded, sonic nozzle. — *AIAA J.*, 1968, vol. 6, N 3. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1968, № 3.
3. Werle M. J., Shaffer D. G., Driftmyer R. T. Freejet terminal shocks. — *AIAA J.*, 1970, vol. 8, N 12. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1970, № 12.
4. Driftmyer R. T. A correlation of freejet data. — *AIAA J.*, 1972, vol. 10, N 8. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1972, № 8.
5. Sinha R., Zakkay V. Flowfield analysis of two-dimension underexpanded jets by a time-dependent method. — *AIAA J.*, 1971, vol. 9, N 12. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1971, № 12.
6. Dupeyrat G., Devillers J.-F. Jets libres plans en atmosphère rarefiée. — *C. r. acad. sci. Paris, ser. Bt. 101*, 1978, t. 287.



7. **Lengrand J. C., Allegre J., Raffin M.** Experimental investigation of underexpanded exhaust plumes. — AIAA J., 1976, vol. 14, N 5. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1976, № 5.
8. **Koziak W. W.** Quantitative laser schlieren measurements in an expanding hypersonic laminar boundary layer. UTIAS Report, 1971, N 173.
9. **Заслонко И. С., Когарко С. М. и др.** Исследование кинетики энергосвободения в экзотермических реакциях за ударными волнами лазерным шпирен-методом. — ФГВ, 1974, № 5.
10. **Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике**/Под ред. Г. И. Майкапара. М.: Машиностроение, 1972.
11. **Greenberg R. A., Schneiderman A. M. et al.** Rapid expansion nozzles for gas dynamic lasers. — AIAA J., 1972, vol. 10, N 11. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1972, т. 10, № 11.
12. **Сковородко П. А.** Колебательная релаксация в свободной струе углекислого газа. — В кн.: Некоторые задачи гидродинамики и теплообмена. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1976.
13. **Amman H. O.** Starting process in reflection nozzle. — Phys. Fluids, 1969, vol. 12, N 5, pt II.
14. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
15. **Дейч М. Е.** Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974.
16. **Kawamura R., Masuda W.** A numerical study on the effects of viscosity on the performance of CO<sub>2</sub> gasdynamic laser. ISAS Rep. N 528, 1975.
17. **Mitra N., Fiebig M.** Viscous nozzle flows and CO<sub>2</sub> gasdynamics lasers. — In: 1st GCL Intern. Sympos. Köln, 1976.
18. **Simons G. A.** The effect of boundary layers on GDL-medium homogeneity. AIAA Paper, 1972, N 72-709.

УДК 532.546

## БЫСТРЫЕ ДВИЖЕНИЯ ГАЗА В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

А. П. Ершов

(Новосибирск)

Задачи о движении газа в пористой среде решались неоднократно, начиная с работ Л. С. Лейбензона, и в основном применительно к фильтрации газа в пластах. Обзор по этой тематике имеется в [1]. Как правило, использовался закон сопротивления Дарси, что оправдано при малых скоростях течения. Даже в такой постановке сжимаемость газа приводит к нелинейности. Поэтому получено очень мало точных решений нестационарных задач, в основном автомодельных [2-4].

В настоящее время в связи с развитием исследований двухфазных реагирующих систем представляют интерес высокоскоростные течения газа. При двухфазной детонации или быстром конвективном горении [5, 6] относительная скорость газа и частиц может составлять несколько сотен метров в секунду. Для понимания этих процессов и контроля численных решений при моделировании желательно иметь точные решения нестационарных уравнений. В данной работе для задачи о вытеснении газа из пористой среды получены асимптотические решения, описывающие течение для достаточно больших значений времени.

**1. Постановка задачи.** Перед фронтом горения в двухфазной системе существует область течения без химической реакции (зона фильтрации или воздушная пробка). Трение между газом и частицами в этой области преодолевается напором свежих продуктов горения.

Приходим к следующей постановке задачи. В пористой среде по заданному закону движется «жидкий» поршень, проницаемый для частиц и непроницаемый для газа. Требуется найти движение газа перед поршнем.

Примем, что из-за прочности скелета или большой плотности движение частиц несущественно. Для быстрых движений газа закон Дарси не выполняется. В свободной засыпке частиц диаметром 1 мм и скорости течения 100 м/с число Рейнольдса, вычисленное по диаметру, порядка  $10^4$ . Поэтому основной вклад в межфазное взаимодействие вносит не вязкость, а инерционность мелкомасштабных течений газа. Реальный закон сопротивления квадратичный, запишем его в виде  $f = A\Phi u^2/d$ , где  $u$  — скорость газа;  $\Phi$  — пористость;  $d$  — диаметр частицы;  $A$  — коэффициент порядка 1, зависящий от пористости и структуры порового пространства.