

8. Hanes G. R. Multiple tube collimator for gas beams.— «J. Appl. Phys.», 1960, vol. 31, p. 8171.
9. Johnson J. C., Stair A. T., Pritchard J. L. Molecular beam formation by long parallel tubes.— «J. Appl. Phys.», 1966, vol. 37, p. 1551.
10. Giordmain J. A., Wang T. C. Molecular beams formed by arrays of 3—40 diameter tubes.— «J. Appl. Phys.», 1960, vol. 31, p. 463.
11. Наумов А. И. Экспериментальное исследование направленности молекулярного пучка аммиака.— ЖТФ, 1963, т. 33, № 11, с. 127.
12. Троцкий В. С. Направленность молекулярного пучка, образованного истечением газа из канала.— ЖТФ, 1962, т. 32, № 13, с. 488.
13. Неудачин И. Г., Породнов Б. Т., Суетин П. Е. Формирование узких молекулярных пучков цилиндрическими каналами.— ЖТФ, 1972, т. 42, № 15, с. 1069.
14. Тарин А. А., Барашкин С. Т., Породнов Б. Т., Суетин П. Е. Применение модуляционного метода к детектированию молекулярных пучков.— ЖТФ, 1976, т. 46, № 1, с. 162.
15. Marcus W. G. de. The problem of Knudsen flow. UCNC, K — 1302, Oak Ridge, Tennessee, 1956.
16. Berman A. S. Free molecule transmission probabilities.— «J. Appl. Phys.», 1965, vol. 36, p. 3356.
17. Lovalka S. K. Thermal transpiration in cylindrical tube.— «Phys. Fluids», 1969, vol. 12, p. 2301.

УДК 532.529

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА СКОРОСТНОГО ОТСТАВАНИЯ ЧАСТИЦ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

А. П. Алхимов, А. Н. Папырин, А. Л. Предеин,  
Р. И. Солоухин

(Новосибирск)

Одной из важных проблем современной газодинамики многофазных систем [1] является исследование эффекта скоростного запаздывания частиц, ускоряющихся в сверхзвуковых газовых потоках, и определение величины их коэффициента аэродинамического сопротивления  $C_D$ , точное значение которого необходимо, в частности, для расчета потерь удельного импульса, обусловленных скоростной неравновесностью процесса расширения двухфазной смеси в соплах современных РДТТ [2, 3]. Однако значительное расхождение имеющихся экспериментальных данных по определению  $C_D$  и зависимостей  $C_D = f(\text{Re}, M)$ , предложенных различными авторами (см., например, в [1]), затрудняет расчет коэффициента сопротивления, а также использование для этой цели «стандартной» кривой, полученной для  $C_D$  сферы в несжимаемой жидкости, и делает целесообразным проведение дальнейших экспериментов на основе новых, более совершенных методов диагностики.

Данная работа посвящена исследованию некоторых особенностей явления скоростной неравновесности газа и частиц, возникающего при ускорении двухфазного потока в сверхзвуковом сопле, а также при его переходе через прямой скачок уплотнения, и измерению коэффициента сопротивления  $C_D$  мелких частиц в широком диапазоне чисел Рейнольдса и Маха с использованием лазер-доплеровского метода измерения скорости (ЛДИС).

1. Известно, что коэффициент сопротивления сферической частицы, движущейся в потоке вязкой жидкости или газа  $C_D$ , можно определить из уравнения движения, которое в общем случае записывается в виде [1]

$$(1.1) \quad \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_r \frac{dv_r}{dt} = \frac{1}{2} C_D \rho r^2 |\mathbf{v} - \mathbf{v}_r|^2 - \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{\partial p}{\partial z} + \\ + \frac{1}{2} \frac{4\pi}{3} r^3 \rho \frac{d}{dt} (\mathbf{v} - \mathbf{v}_r) + 6r^2 \sqrt{\pi \rho \mu} \int \frac{d}{d\tau} \frac{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_r)}{\sqrt{t - \tau}} d\tau + \sum F_m,$$

где  $p$ ,  $\rho$ ,  $v$  и  $\mu$  — давление, плотность, скорость и вязкость газа;  $r_r$ ,  $v_r$  и  $\rho_r$  — радиус, скорость и плотность материала частицы;  $\Sigma F_m$  — силы, приложенные со стороны внешнего потенциального поля. Простая оценка показывает, что в описываемых опытах (при движении в сопле твердых частиц  $d_r \geq 10$  мкм) максимальное значение силы, обусловленной градиентом давления в сопле  $F_p = \frac{4}{3} \pi r_r^3 \frac{\partial p}{\partial z}$ , и силы тяжести частиц значительно меньше силы аэродинамического сопротивления  $F_D = \frac{1}{2} C_D \rho \pi r_r^2 (v - v_r)^2$  (при оценке значение  $C_D$  определялось по «стандартной» кривой сопротивления [1],  $(v - v_r)$  — из фиг. 1). Членами, содержащими присоединенную массу и силу Бассе, также можно пренебречь, поскольку последние существенны лишь в том случае, когда плотность частицы имеет такой же порядок, что и плотность ускоряющей частицу среды [1]. Тогда уравнение движения (1.1) значительно упрощается

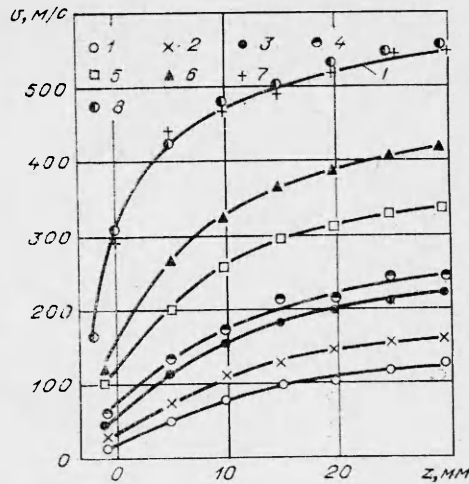
$$(1.2) \quad \frac{4}{3} \pi r_r^3 \rho_r \frac{dv_r}{dt} = \frac{1}{2} C_D \rho \pi r_r^2 |v - v_r|^2.$$

Отсюда видно, что характерное время релаксации при действии на частицу силы аэродинамического сопротивления  $\tau_D = 4\rho_r d_r / 3C_D \rho (v - v_r)$  и линейно увеличивается с ростом плотности и размера частиц. Из (1.2) с учетом стационарности потока ( $dv_r/dt = v_r dv_r/dz$ ) можно получить исходное соотношение для коэффициента сопротивления

$$(1.3) \quad C_D = \frac{4\rho_r d_r v_r}{3\rho (v - v_r)^2} \frac{dv_r}{dz}.$$

Как следует из (1.3), для определения  $C_D$ , а также чисел Рейнольдса  $Re = \rho(v - v_r)d_r/\mu$  и Маха  $M_s = (v - v_r)/a$  ( $a$  — скорость звука в газе), определяющих режим течения, помимо значений  $\rho_r$ ,  $d_r$ ,  $v_r$ , нужно знать параметры газа ( $\rho$ ,  $v$ ,  $\mu$ ,  $T$ ). Здесь необходимо отметить, что данные эксперименты относятся к случаю достаточно малых концентраций запыляющих частиц, т. е. к условиям, когда расстояние между частицами в потоке минимум на два «порядка» превышает их размер, т. е.  $l \geq 10^2 d_r$  (режим «одиночных» частиц); при этом отношение массового расхода частиц к расходу газа  $\varepsilon = Q_r/Q$  было всегда  $\leq 1\%$ . Поэтому влиянием частиц на параметры газа и их взаимодействием между собой в этих условиях можно было пренебречь и использовать параметры газа в сопле, необходимые для вычисления  $C_D$ ,  $M_s$  и  $Re$ , полученные расчетным путем для «чистого» потока.

2. Опыты производились на стенде со стационарным сверхзвуковым двухфазным потоком, создаваемым с помощью плоского конического сопла. Размеры критического сечения: высота 2,6 мм, ширина 20 мм, угол раствора  $11^\circ$ . Исследуемые частицы вводились в ноток газа на расстоянии  $L = 300$  мм до критического сечения с помощью специального запыляю-



Фиг. 1

| №<br>п/п | Материал  | Плотность<br>$\rho_r$ , г/см <sup>3</sup> | Диапазон<br>размеров<br>$k=d_{\max}/d_{\min}$ | Средний<br>размер<br>$d_{\text{ср}}$ , мкм |
|----------|-----------|-------------------------------------------|-----------------------------------------------|--------------------------------------------|
| 1        | Бронза    | 8,6                                       | 3                                             | 25                                         |
| 2        | »         | 8,6                                       | 1,5                                           | 80                                         |
| 3        | »         | 8,6                                       | 1,7                                           | 190                                        |
| 4        | Оргстекло | 1,2                                       | 4                                             | 200                                        |
| 5        | Алюминий  | 2,7                                       | 8                                             | 15                                         |
| 6        | Никоподий | 0,5                                       | 1                                             | 25                                         |

щего устройства, обеспечивающего равномерную подачу пылевоздушной смеси в течение 10–40 с. В экспериментах использовался широкий набор разнообразных частиц, свойства которых приведены в таблице.

Основная масса (до 90%) всех используемых частиц бронзы и оргстек-

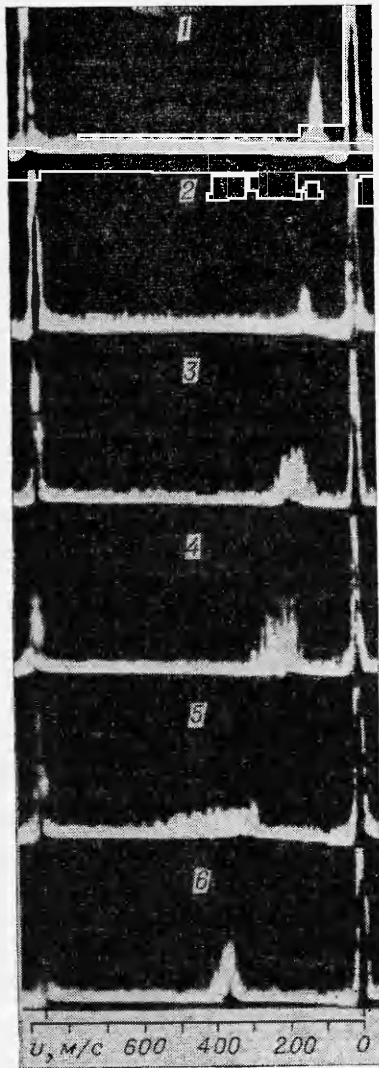
ла имела форму, близкую к сферической. Для всех фракций были известны функции распределения числа частиц по размерам  $dN(r_r) = f(r_r)dr_r$ , определяемым с помощью микроскопа. Под  $d_{\text{ср}}$  в таблице обозначен диаметр, соответствующий  $f_{\max}(d_r)$ ;  $d_{\max}$  и  $d_{\min}$  — максимальное и минимальные значения диаметров частиц, определяемые на полувысоте для данной функции распределения  $f(d_r)$ . Оценка средней концентрации частиц в потоке газа производилась на основании известных массовых расходов газа и частиц, а также с помощью метода лазерной визуализации в режиме регистрации рассеянного излучения от отдельных частиц [4, 5].

Значения плотности  $\rho$ , температуры  $T$  и вязкости  $\mu$  газа по длине сопла рассчитывались по одномерной модели установившегося изэнтропического течения по заданным параметрам торможения (определяемым в форкамере,  $p_0 = 8$  атм,  $T_0 = 260$  К) и профилю сопла. Скорость газа и частиц определялась методом ЛДИС [4, 6]. Для измерения скорости газа в двухфазном потоке использовался сигнал, полученный при рассеянии на частицах дыма, одновременно вводимых в поток наряду с исследуемыми частицами с помощью специального генератора [7]. Правомерность использования данного метода была доказана с помощью контрольных опытов, заключающихся в следующем. Сначала с помощью трубки Пито были проведены измерения скорости газа в незапыленном потоке  $v_1$  (см. фиг. 1, 8 — данные  $v_1$ ), затем в поток вводились только частицы дыма и методом ЛДИС измерялась скорость их движения  $v_2$  (см. фиг. 1, 7 — данные  $v_2$ ). Сравнивая результаты этих измерений между собой, а также с данными для скорости «чистого» газа, рассчитанной по одномерной модели (см. фиг. 1, кривая 1), можно говорить о том, что скорость частиц дыма с точностью до ошибки измерения  $v$  методом ЛДИС  $\leq 1-2\%$  совпадает со скоростью газа в потоке. (Необходимо при этом заметить, что массовый расход частиц дыма  $Q_r$  всегда был  $\varepsilon = Q_r/Q \leq 1\%$ .)

Последующие эксперименты показали, что при введении в поток исследуемых частиц в условиях, когда их массовый расход также не превышал 1%, скорость аэрозолей дыма (следовательно, и скорость газа) не уменьшалась по сравнению с «чистым» потоком, что дополнительно свидетельствует о возможности пренебрежения влиянием частиц на газ при массовой доле конденсата  $\varepsilon \leq 1\%$  и подтверждает правомерность использования значений  $\rho$ ,  $T$  и  $\mu$  газа, полученных расчетным путем, для вычисления  $C_D$ ,  $Re$  и  $M_s$ .

3. Измерения скорости частиц методом ЛДИС проводились на оси сопла в точках, отстоящих от критического сечения на расстояниях  $z = 0; 5; 10; 15; 20; 25; 30$  мм. Результаты этих измерений представлены на фиг. 1, где 1 — частицы бронзы  $d_{\text{ср}} = 190$  мкм,  $\rho_r = 8,6$  г/см<sup>3</sup>, 2 — частицы бронзы  $d_{\text{ср}} = 80$  мкм,  $\rho_r = 8,6$  г/см<sup>3</sup>, 3 — частицы бронзы  $d_{\text{ср}} = 25$  мкм,  $\rho_r = 8,6$  г/см<sup>3</sup>, 4 — частицы оргстекла  $d_{\text{ср}} = 200$  мкм,  $\rho_r = 1,2$  г/см<sup>3</sup>, 5 — частицы алюминия  $d_{\text{ср}} = 15$  мкм,  $\rho_r = 2,7$  г/см<sup>3</sup>, 6 — час-

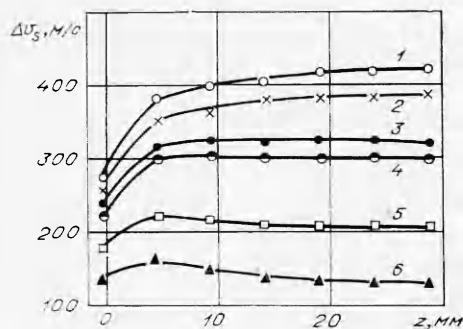
тицы ликоподия  $d_{\text{ср}} = 25$  мкм,  $\rho_r = 0,5$  г/см<sup>3</sup> (обозначения 1—6 фиг. 1 соответствуют обозначениям фиг. 2—4 и таблицы). На фиг. 2 ( $z = 15$  мм) приведены типичные осциллограммы, иллюстрирующие изменение величины доплеровского сдвига частоты  $\Delta\nu$  и ширины спектра регистрируемого рассеянного излучения  $\delta\nu$  в зависимости от параметров частиц, вводимых в поток: среднего диаметра  $d_{\text{ср}}$  и плотности их материала  $\rho_r$ , а также разброса частиц по размерам  $d_{\text{max}}/d_{\text{min}}$ . Для двух фракций частиц бронзы ( $\rho_r = 8,6$  г/см<sup>3</sup>), имеющих достаточно узкий спектр по размерам ( $d_{\text{ср}} = 190$  мкм,  $d_{\text{max}}/d_{\text{min}} = 1,7$  и  $d_{\text{ср}} = 80$  мкм,  $d_{\text{max}}/d_{\text{min}} = 1,5$ ), а также для частиц ликоподия ( $d_r = 24$ —26 мкм,  $\rho_r = 0,5$  г/см<sup>3</sup>) полуширина регистрируемого спектра  $\delta\nu \simeq \delta\nu_a$ , где  $\delta\nu_a$  — аппаратная полуширина схемы ЛДИС, зависящая от геометрии схемы и скорости движения частицы. Контур спектра рассеянного излучения имел, как правило, симметричную форму, и по положению его максимума  $f_{\text{max}}(\nu_D)$  определялась скорость, соответствующая  $d_{\text{ср}}$  для данной фракции частиц.



Фиг. 2

Для частиц, размеры которых лежали в более широком диапазоне (частицы оргстекла —  $d_{\text{max}}/d_{\text{min}} \simeq 4$  и алюминия —  $d_{\text{max}}/d_{\text{min}} \simeq 8$ ), ширина спектра излучения значительно увеличивалась и в несколько раз превышала  $\delta\nu_a$ . Так, для частиц оргстекла разброс по скоростям  $\Delta v \simeq 140$  м/с, для частиц Al  $\Delta v \simeq 230$  м/с (область от  $v_1 \simeq 280$  м/с до  $v_2 \simeq v_{\text{газ}} \simeq 510$  м/с). В этом случае скорость частиц, соответствующая наиболее вероятному размеру  $d_{\text{ср}}$ , определялась по максимуму функции распределения  $f(v_r)$  числа частиц по скоростям  $dN(v_r) = f(v_r)dv_r$ . Функции  $f(v_r)$  строились по соответствующим спектрам ЛДИС в режиме регистрации импульсов излучения от отдельных частиц [5]. Следует отметить, что максимальное отклонение от средних значений скорости  $v_r$ , представленных на фиг. 1 и полученных по результатам нескольких продувок ( $\sim 10$ ), не превышало 1—2%.

На основании результатов измерений скорости газа и частиц (см. фиг. 1) в каждой точке измерения были вычислены зна-



Фиг. 3

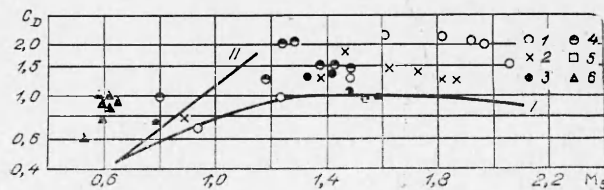
чения  $\Delta v_s = v - v_r$ , а также  $M_s = (v - v_r)/a$  и  $Re = \rho d_r (v - v_r)/\mu$ . Характер изменения величины скоростного отставания частиц по длине сопла можно проследить на фиг. 3, где представлены зависимости  $\Delta v_s = v - v_r = f(z)$  для различных частиц. Ясно, что вид функции  $\Delta v_s = f(z)$  должен зависеть как от характера изменения скорости газа по длине сопла  $v = f(z)$ , так и от характерного времени релаксации частиц  $\tau_D = 4\rho_r d_r / 3C_D \rho (v - v_r)$ , определяемого свойствами ускоряющихся частиц  $d_r$ ,  $\rho_r$  и силой взаимодействия между газом и частицей. Из фиг. 3 видно, что наиболее сильно запаздывание частиц  $\Delta v_s$  изменяется в области  $z = 5$  мм, расположенной непосредственно за критическим сечением сопла, где ускорение газа  $(\partial v / \partial z)$  максимально, причем наиболее быстро увеличивается отставание  $\Delta v_s$  ( $\sim$  на 100 м/с) частиц с  $d_{ср} = 190$  мкм и  $\rho_r = 8,6$  г/см<sup>3</sup>, для которых время релаксации  $\tau_D$  максимально (в сравнении с остальными частицами). Как видно из фиг. 3, величина  $\Delta v_s$  изменялась в широких пределах от  $\Delta v_s \simeq 130$  м/с для частиц ликоподия ( $d_{ср} = 25$  мкм,  $\rho_r = 0,5$  г/см<sup>3</sup>) до 430 м/с для частиц бронзы ( $d_{ср} = 190$  мкм,  $\rho_r = 8,6$  г/см<sup>3</sup>).

Значения коэффициента сопротивления  $C_D$  вычислялись по формуле (1.3). Оценка относительной погрешности в определении  $C_D$  с учетом ошибки измерения  $v$ ,  $v_r$ ,  $\partial v / \partial z$  и  $d_r$  дает величину  $\leq 10\%$ . Числа Рейнольдса в описываемых опытах лежали в диапазоне  $4 \cdot 10^2 - 2,2 \cdot 10^4$ , числа Маха  $0,5 - 2,1$ ; при этом режим обтекания изменялся от дозвукового (для частиц ликоподия  $d_{ср} = 25$  мкм,  $\rho_r = 0,5$  г/см<sup>3</sup>) до сверхзвукового (частицы бронзы и оргстекла). Поскольку при переходе от одной точки измерения к другой изменялись  $Re$  и  $M_s$ , целесообразно было систематизировать данные для  $C_D$  в виде зависимости  $C_D = f(M_s)$ , так как влияние  $Re$  на  $C_D$  в диапазоне  $Re = 0,4 \cdot 10^3 - 2,2 \cdot 10^4$ , как следует из «стандартной» кривой сопротивления [11], невелико ( $C_D$  в этой области плавно изменяется от 0,6 при  $Re = 0,4 \cdot 10^3$  до  $\sim 0,5$  при  $Re = 2,2 \cdot 10^4$ ). Кроме этого, из экспериментальных данных по обтеканию тел в аэродинамических трубах [8,9] известно, что влияние  $Re$  на  $C_D$  с увеличением  $M$  уменьшается и при  $M \geq 0,8$  кривые  $C_D = f(M)$  для различных  $Re$  практически совпадают [9].

На фиг. 4 приведены значения коэффициентов сопротивления  $C_{экс}$ , полученные в данной работе, в зависимости от  $M_s = (v - v_r)/a$ ; здесь же сплошными кривыми нанесены:  $I$  — зависимость коэффициента сопротивления шара  $C_T$  от числа Маха набегающего потока ( $M$ ), заимствованная из работы [8] и полученная по результатам экспериментов по исследованию обтекания неподвижного шара в аэродинамических трубах и при натурных испытаниях,  $II$  — зависимость [2]

$$(3.4) \quad C_D = C_D^0 \frac{1 - 0,445M + 4,84M^2 - 9,73M^3 + 6,94M^4}{(1 + 1,2MC_D^0)^{1/2}},$$

полученная аппроксимацией экспериментальных данных [10] и относящаяся к мелким частицам, движущимся в потоке газа с учетом эффектов сжимаемости, инерционности и разреженности [11] в диапазоне  $M = 0,2 -$



Фиг. 4

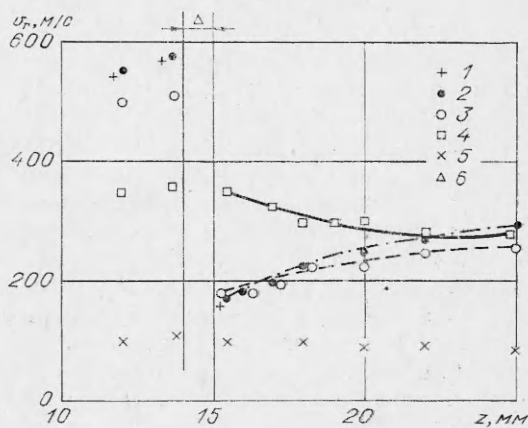
1,0. (Значение  $C_D^0$  определяется для данного  $Re$  из «стандартной» кривой сопротивления.) Как видно из фиг. 4, значения  $C_{экс}$  лежат в диапазоне  $C_{экс} = 0,6-2,3$ , причем с ростом  $M_s$  аналогично зависимости  $I$  (см. фиг. 4) происходит увеличение коэффициента сопротивления от  $C_{экс} = 0,6-1,1$  при  $M_s = 0,5-0,7$  до  $C_{экс} = 1,5-2,3$  при  $M_s = 1,7-2,2$ . Сравнение абсолютных значений  $C_{экс}$  с  $C_T$ , даваемых кривой  $I$ , показывает, что  $C_{экс} \geq C_T$ , причем их значительное расхождение ( $\eta_{\max} = C_{экс}/C_T \simeq 2,3$ ), а также разброс экспериментально найденных  $C_{экс}$  для различных частиц (при одинаковом  $M_s$ ) обусловлены, по-видимому, значительным различием в состоянии поверхности и формы частиц, относящихся к различным фракциям (частицы бронзы, ликоподия, алюминия, оргстекла).

4. Рассмотрим теперь результаты экспериментов, относящихся к исследованию явления скоростной неравновесности газа и частиц, возникающего при переходе двухфазного потока через прямой скачок уплотнения. Прохождение мелких частиц через область с большим градиентом скорости газа позволяет эффективно исследовать их инерционные свойства и делает ударные волны удобным объектом для изучения неравновесных процессов в смеси газа с частицами и, в частности, для выбора аэрозолей, с высокой точностью следующих за потоком газа в различных условиях аэродинамического эксперимента, что имеет важное значение в связи с развитием метода ЛДИС для измерения скорости газа [12, 13]. Исследование характера изменения скорости различных частиц в зоне релаксации, определение величины их коэффициента аэродинамического сопротивления с целью дополнительной проверки изложенных выше результатов, а также оценка размера наименее инерционных в данных опытах частиц дыма и анализ возможности их использования для измерения скорости газа методом ЛДИС составляли основной предмет данного исследования.

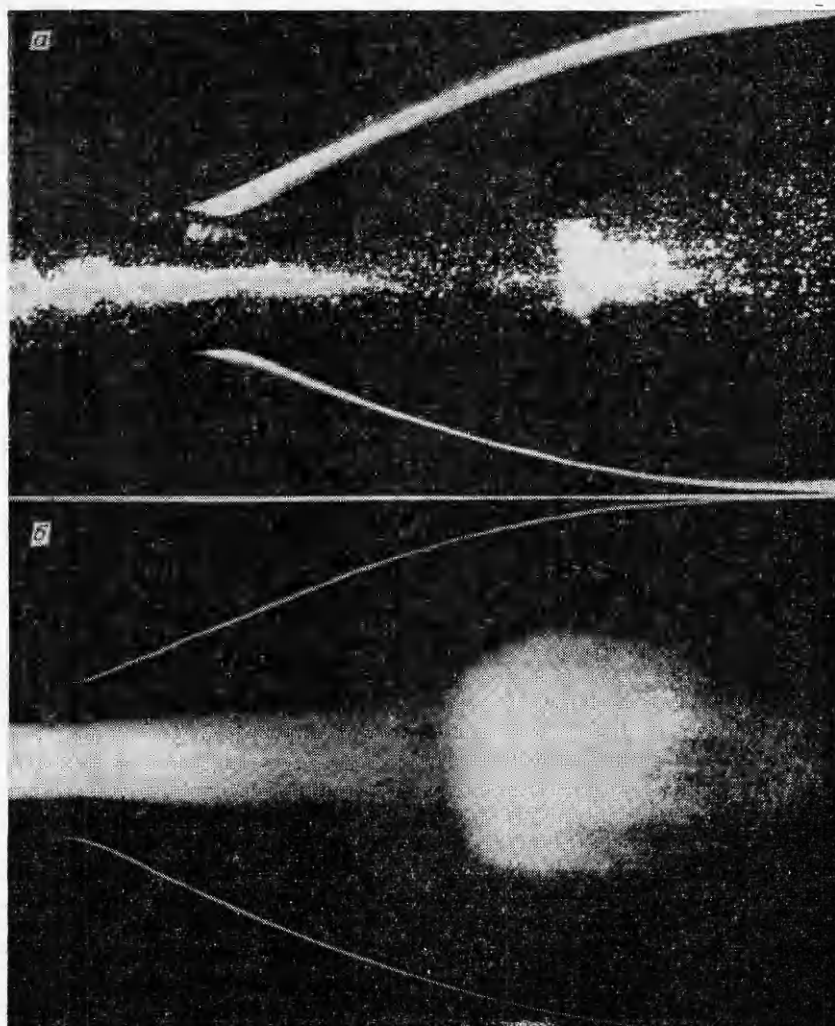
На фиг. 5, 6 представлены экспериментальные результаты, иллюстрирующие некоторые особенности явления перехода двухфазного потока через прямой скачок уплотнения, образующийся в сверхзвуковой (расширяющейся) части плоского профилированного сопла в нерасчетном режиме работы [14]. Размеры критического сечения: высота  $h = 2,6$  мм, ширина  $l = 20$  мм, число Маха до скачка равно 2,8. На фиг. 5 приведены данные измерения скорости различных частиц (1 — газ (расчет), 2 — частицы дыма, 3 — частицы полистирола  $d_r = 1-3$  мкм,  $\rho_r = 1,02$  г/см<sup>3</sup>, 4 — частицы ликоподия  $d_{ср} = 25$  мкм,  $\rho_r = 0,5$  г/см<sup>3</sup>, 5 — частицы бронзы  $d_{ср} = 50$  мкм,  $\rho_r = 8,6$  г/см<sup>3</sup>, 6 — зона колебания скачка уплотнения).

На фиг. 6, а, б представлены характерные фотографии, полученные методом скоростной лазерной визуализации [5, 6] (а — частицы полистирола  $d_r = 1-3$  мкм и частицы бронзы  $d_{ср} \simeq 80$  мкм одновременно введены в поток, длительность импульса лазерного излучения  $\simeq 30$  нс; б — частицы мела  $d_r = 1-10$  мкм, «пиковый» режим работы лазера).

Значения скорости газа, представленные на фиг. 5 (а также температуры  $T$  и плотности  $\rho$ ), получены расчетным методом по одномерной модели



Фиг. 5



Ф и г. 6

установившегося изэнтропического течения по заданным параметрам торможения ( $p_0 = 8$  атм,  $T_0 = 260$  К) и профилю сопла, а также (в области, расположенной непосредственно за ударной волной) с учетом известных соотношений [15] для прямого скачка уплотнения. Отметим, что массовая доля частиц в описываемых опытах не превышала 1%. В этом случае, как показали предыдущие опыты, влиянием частиц на параметры газа можно пренебречь и считать, что последние не меняются по сравнению с «чистым» потоком. (Возрастание скорости частиц дыма, а следовательно, и скорости газа по мере удаления от скачка связано с поджатием потока за счет уменьшения сечения к срезу сопла.) Хорошо видно, что скорость мелких частиц (дым, полистирол) за ударной волной резко падает (см. фиг. 5), что приводит к быстрому возрастанию концентрации этих частиц (см. фиг. 6, а, б), в то время как скорость частиц бронзы ( $d_{\text{ср}} \approx 50$  мкм,  $\rho_r = 8,7$  г/см<sup>3</sup>) и их концентрация при этом практически не меняются (см. фиг. 5, 6, а).

Простая оценка показывает [16], что при переходе частиц через ударную волну влиянием силы, обусловленной градиентом давления во фронте ударной волны  $F_p = \frac{4}{3} \pi r^3 \partial p / \partial z$  [1], можно пренебречь в сравнении с действием на частицу силы аэродинамического сопротивления  $F_D$ , поскольку время пролета частицы через фронт ударной волны  $t = \delta / v_r \leq 10^{-8}$  с, что значительно меньше характерного времени релаксации  $\tau_D = 4\rho_r d_r / 3C_D \rho (v - v_r)$  [1], обусловленного действием  $F_D$ . Это означает, что торможение частиц происходит уже за фронтом ударной волны (в зоне релаксации) под действием  $F_D$  и позволяет записать выражение для коэффициента сопротивления в виде  $C_D = \frac{4\rho_r d_r v_r}{3\rho (v - v_r)^2} \frac{\partial v_r}{\partial z}$  (1.3). Для определения  $C_D$  в зоне релаксации наиболее приемлемыми из всех используемых в эксперименте аэрозолей оказались частицы ликоподия ( $d_{\text{ср}} = 25$  мкм,  $\rho_r = 0,5$  г/см<sup>3</sup>), имеющие достаточно узкий спектр по размерам  $\Delta d_r = 1-2$  мкм и плавную зависимость  $\partial v_r / \partial z$ . Для этих частиц было получено значение  $C_D \simeq 0,9$  при  $M_s \simeq 0,6$  и  $Re \simeq 10^3$ , что удовлетворительно согласуется с ранее изложенными результатами по измерению  $C_D$  для этих частиц в режиме ускорения в сверхзвуковом сопле, а также с данными [17]. Точность определения  $C_D \leq 10\%$ . Отличие экспериментально найденного коэффициента сопротивления составляет  $\sim 80\%$  от значения  $C_D^0$ , соответствующего «стандартной» кривой сопротивления [1] ( $C_D^0 \simeq 0,5$  при  $Re \simeq 10^3$ ), может быть частично обусловлено влиянием  $M_s \simeq 0,6$ , а также шероховатостью и формой частиц, имеющей существенные отклонения от идеальной сферической поверхности [17].

Исследование инерционных свойств частиц дыма показало (см. фиг. 5), что скорость последних с точностью до погрешности измерения 1–2% совпадает с теоретически рассчитанной скоростью газа как до ударной волны, так и после нее. Это позволяет оценить размер аэрозолей из сравнения с теоретическими кривыми  $v_r = f(z)$ , полученными в [12] для скачка уплотнения ( $M = 3$ ,  $p_0 = 1$  атм,  $T_0 = 294$  К). Учитывая эффект колебания скачка уплотнения, обусловленный пульсациями скорости набегающего потока и ограничивающий точность измерения координаты от зондируемой точки до скачка ( $\Delta z \simeq 1$  мм), можно заключить, что исследуемые аэрозоли имеют размер  $d_r < 0,2-0,5$  мкм и ввиду их малой инерционности могут с успехом применяться для исследования газовых потоков методом ЛДИС.

Из фиг. 6 видно, что при переходе мелких частиц (частицы мела, полистирола  $d_r = 1-10$  мкм) через скачок уплотнения последние приобретают поперечную скорость, приводящую к быстрому поперечному расширению области, занятой частицами (см. фиг. 6, б). Этот экспериментальный факт, который трудно объяснить только столкновениями частиц ввиду достаточно малой концентрации ( $\leq 1\%$  по весу), требует дальнейшего изучения.

Поступила 29 VII 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М., «Мир», 1971.
2. Алемасов В. Е., Дрегалов А. Ф., Тишин А. П., Худяков В. А. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Т. 1. М., ВИНТИ, 1971.
3. Хогланд Р. Последние достижения в исследовании течений газа с твердыми частицами. — «Ракет. техн. и космонавтика», 1962, т. 32, № 5, с. 3.

4. Алхимов А. П., Папырин А. Н., Предин А. Л., Солоухин Р. П. О диагностике сверхзвуковых двухфазных потоков по рассеянному лазерному излучению. — В кн.: Всесоюзный симпозиум по методам аэрофизических исследований, тезисы докладов. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1976.
5. Алхимов А. П., Горбачев А. Т., Папырин А. Н. О методе скоростной фоторегистрации сверхзвуковых двухфазных потоков. — В кн.: Аэрофизические исследования. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1973.
6. Алхимов А. П., Арбузов В. А., Папырин А. П., Солоухин Р. П., Штейн М. С. Лазерный доплеровский измеритель скорости для исследования быстрых газодинамических потоков. — ФГВ, 1973, № 4, с. 585.
7. Папырин А. П., Штейн М. С. Генератор дыма для визуализации газодинамических течений. — В кн.: Газодинамика и физическая кинетика. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1974.
8. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
9. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М., Энергоиздат, 1961.
10. Goïn K. L., Lawrence W. R. Subsonic drag of spheres at Reynolds numbers from 200 to 10000. — «AIAA. J.», 1968, vol. 6, N 5, p. 961.
11. Гродзовский Г. Л. О движении мелких частиц в газовом потоке. — «Учен. зап. ЦАГИ», 1974, т. 5, № 2.
12. Hansen B. Progrès permis par l'anémomètre à laser dans la mesure des écoulements. — «Mes. Regul. Automat.», 1972, t. 37, N 1—2, p. 78.
13. Stein H. D., Pbeiber H. J. Investigation of the velocity relaxation of micron-sized particles in shock waves using laser radiation. — «Appl. Optics», 1972, vol. 11, N 2.
14. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., Физматгиз, 1969.
15. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., Физматгиз, 1959.
16. Алхимов А. П., Папырин А. П., Предин А. Л. О некоторых особенностях эффекта скоростного запаздывания частиц при переходе двухфазного потока через ударную волну. Новосибирск, отчет ИТПМ СО АН СССР, № 15313/800, 1976.

УДК 621.181:538.4

## О МЕТОДИКЕ РАСЧЕТА ИНДУКЦИОННОГО РАСХОДОМЕРА ДЛЯ ТРУБОПРОВОДОВ БОЛЬШОГО ПРОХОДНОГО СЕЧЕНИЯ

А. С. Петражицкий, В. Э. Циркунов

(Рига)

В моделях расходомеров, работающих в широком диапазоне магнитных чисел Рейнольдса  $Re_m$ , используется двумерное приближение. Корректная формулировка математической модели расходомера для произвольных  $Re_m$  дана в работе [1]. В случае аппроксимации внешнего магнитного поля однородным на некотором участке и экспоненциально спадающим по краям участка приведено аналитическое выражение для индуцированного магнитного поля, полученное с помощью интегрального преобразования Фурье по координате вдоль канала. Расчеты по приведенному выражению затруднены в окрестностях ряда значений  $Re_m$  вследствие потери точности.

В работе [2] с помощью представления магнитного поля в виде тригонометрического ряда по координате поперек канала получено общее решение задачи о распределении магнитного поля и потенциала при произвольной зависимости внешнего поля от координаты вдоль канала. Приблизительно учитывается наличие проводящих стенок канала на основе представления стенки в виде бесконечного тонкого слоя с определенным сопротивлением единицы длины. Рассмотрен также частный случай аппроксимации внешнего магнитного поля несколькими экспоненциальными функциями. Следует отметить, что непосредственное использование найденного в [2] общего решения при расчете электромагнитных характеристик канала в случае, когда внешнее магнитное поле определяется экспериментально в наборе равноотстоящих точек, затруднительно, поскольку связано с вычислением интегралов с переменным пределом, где подынтегральное выражение содержит производную от внешнего магнитного поля.