

УДК 533.6.011.35 : 532.529

© 2000 г. В.М. БОЙКО, К.В. КЛИНКОВ, С.В. ПОПЛАВСКИЙ

**ТРАНСЗВУКОВОЙ ПЕРЕХОД ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ,
БЕГУЩЕЙ ПО ПЫЛЕГАЗОВОЙ СМЕСИ**

Представлены результаты исследования взаимодействия ударных волн с облаком частиц в диапазоне трансзвуковых относительных скоростей. Наблюдался переход двухфазного потока из сверхзвукового режима в дозвуковой в ходе скоростной релаксации фаз в условиях выраженной нестационарности газовой фазы. Экспериментально подтвержден эффект ускорения газа в дозвуковой области взаимодействия фаз, предсказанный авторами ранее с помощью модели ускоряющихся экранов. Показано наличие значительной хаотической компоненты продольной скорости частиц, свидетельствующей о близких внутрифазных взаимодействиях типа соударений.

Ранее авторами был обнаружен эффект нестационарного взаимодействия сверхзвукового потока за ударной волной с пылевым облаком – изменение параметров ударной волны во времени [1–3]. Этот эффект приводит к росту температуры и давления газа в результате межфазного обмена количеством движения на ранней стадии скоростной релаксации фаз. В [1] предложена физическая модель явления и показано, что максимальное отличие параметров газа от невозмущенных (в том числе – температуры) достигается при вырождении сверхзвукового двухфазного потока в относительное трансзвуковое движение, при котором разность скоростей фаз порядка местной скорости звука. При этом тепловой аспект трансзвукового перехода как физический механизм не вызывает сомнений, поскольку подтвержден в опытах по воспламенению пылевзвесей в проходящих ударных волнах [1]. Однако существуют и нерешенные вопросы. Так, в предложенной модели аналитически получены два правдоподобных решения, формально соответствующих сверхзвуковому и дозвуковому режиму обтекания частиц примеси с противоположным направлением изменения параметров газа. А именно сверхзвуковой поток в стесненности разогревается и тормозится, а дозвуковой – охлаждается и ускоряется. Что касается первого режима, то он экспериментально наблюдался в [1], второй как изначально дозвуковой режим – нет.

Кроме того, в ходе скоростной релаксации двухфазной смеси существует переходный режим из относительного сверхзвукового в дозвуковой – трансзвуковой переход. Трансзвуковой переход – это особое состояние системы, характеризующееся повышенной чувствительностью потока к присутствию частиц, а также кризисом их аэродинамического сопротивления [4]. Экспериментально трансзвуковой переход в двухфазном потоке до сих пор не исследовался. Некоторые особенности поведения такой системы можно предсказать из общих соображений, но есть неопределенности, выходящие за рамки существующих физических представлений. К таковым, в частности, следует отнести динамические аспекты поведения релаксирующей пылегазовой смеси в области трансзвукового перехода. В настоящей работе исследуется детальная динамика частиц твердой фазы при трансзвуковом переходе за ударной волной в пылевом облаке в условиях выраженной нестационарности газовой фазы.

1. О длине трансзвукового перехода. При распространении сильной ударной волны через двухфазную область скоростная релаксация газа и частиц проходит два основных режима взаимодействия фаз – сверхзвуковой и дозвуковой. При малых концентрациях дисперсной фазы, когда каждая частица ускоряется как одиночная, момент смены режима или трансзвукового перехода t_c определяется зависимостью скорости частиц от времени $V(t)$, удовлетворяет условию

$$u - V(t_c) = c_0 \quad (1.1)$$

и реализуется на определенной длине $S(t_c)$. Оценим эти величины. Из уравнения движения частицы в потоке за ударной волной

$$m \frac{dV}{dt} = \frac{\pi d^2}{4} C_D \frac{\rho(u - V)^2}{2} \quad (t = 0: V = 0) \quad (1.2)$$

в предположении, что коэффициент сопротивления частицы C_D за время наблюдения меняется слабо, скорость и путь частицы выражаются как

$$V(t) = u \left(1 - \frac{1}{1 + t/\tau} \right), \quad S(t) = \lambda \left[\frac{t}{\tau} - \ln \left(1 + \frac{t}{\tau} \right) \right], \quad \tau = \frac{4 \rho_p}{3 \rho} \frac{d}{u C_D}, \quad \lambda = u \tau \quad (1.3)$$

Здесь τ и λ – характерное время и длина релаксации, ρ и u – плотность и скорость газа, c_0 – скорость звука в невозмущенном газе, ρ_p и d – плотность и размер частиц. Тогда из (1.1) и (1.3) момент смены режима t_c связан с числом Маха потока $M_0 = u/c_0$ как

$$t_c = \tau(M_0 - 1) \quad (1.4)$$

а длина сверхзвукового участка ускорения одиночной частицы

$$S(t_c) = \lambda(M_0 - 1 - \ln M_0), \quad M_0 > 1 \quad (1.5)$$

Для плотных пылевых облаков, когда обратное влияние частиц на газ становится существенным, величину (1.5) для частиц, находящихся на задней кромке облака, следует рассматривать как оценку "сверху". Действительно, в ходе межфазного обмена количеством движения скорость газа уменьшается вдоль двухфазной области и во времени (нестационарность профиля ударной волны). Кроме того, торможение сверхзвукового потока вызывает рост его температуры и местной скорости звука c . Как видно из условия перехода (1.1), оба эти фактора ведут к сокращению продолжительности сверхзвукового режима в плотном облаке по сравнению с одиночной частицей. Оценим влияние одного из факторов – роста скорости звука. Для этого воспользуемся зависимостью температуры газа от числа M при нестационарном взаимодействии ударной волны с облаком частиц из [1]

$$\frac{T}{T_0} = \frac{M_0}{M}$$

где T_0 и T , M_0 и M – невозмущенные и местные значения температуры и числа Маха. Полагая $M = 1$ и заменяя в (1.1) невозмущенную скорость звука $c_0 = \sqrt{\gamma R T_0}$ на величину $c = \sqrt{\gamma R T} = c_0 \sqrt{M_0}$, находим время и длину трансзвукового перехода с учетом изменения скорости звука

$$t_c^* \approx \tau(\sqrt{M_0} - 1), \quad S(t_c^*) \approx \lambda(\sqrt{M_0} - 1 - \ln \sqrt{M_0}), \quad M_0 > 1 \quad (1.6)$$

В сравнении с (1.5) эти оценки дают вдвое меньшее время и вчетверо меньшую длину сверхзвукового участка ускорения частицы, а учет торможения газа только усугубит этот эффект. Действительно, согласно [1], продолжительность сверхзвукового

режима взаимодействия фаз в нестационарной системе с учетом и теплового и кинематического факторов дается выражением

$$t_c = \tau \frac{V_s}{V_s - u_0} \left[\left(1 - \frac{3(V_s - u_0)\rho_0}{4\gamma(\gamma - 1)\beta k V_s \rho_p} \left(1 - \frac{1}{M_0^2} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right] \quad (1.7)$$

где V_s – скорость ударной волны, γ – показатель адиабаты, β – объемная концентрация твердой фазы, k – относительная площадь трансзвуковой зоны перед частицей. Отметим, что τ , как и в предыдущих оценках, вычисляется по невозмущенным параметрам ударной волны, а k , согласно [5], достигает величины ~ 5 при относительном числе Маха, приближающемся к единице "сверху". Тогда при $\beta \sim 10^{-3}$, $V_s \approx 800$ м/с оценка (1.7) дает влптерю меньшее время и на порядок меньшую длину сверхзвукового участка в сравнении с одиночной частицей. Как следствие, прямой скачок, связанный с трансзвуковым переходом, вытесняется из глубины облака к его наветренной кромке. В предельном случае больших концентраций частиц это, по-видимому, и приводит к формированию "коллективной" головной волны.

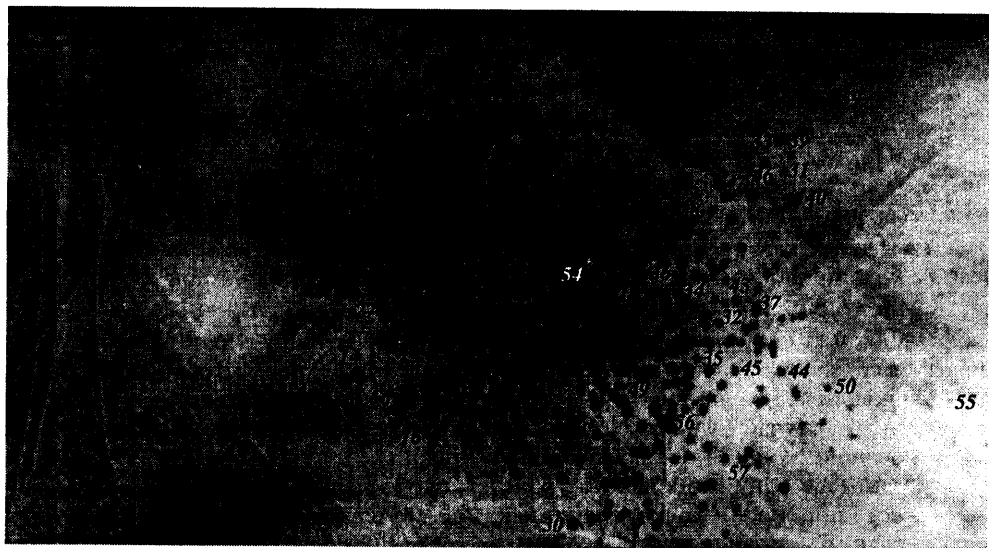
Отметим еще одну особенность трансзвукового перехода в пылевзвеси, которая имеет место при любой концентрации частиц, – зависимость длины перехода от размера частиц. Для полидисперсных облаков она означает, что трансзвуковой переход происходит не в одной плоскости, визуализируемой как прямой скачок, а в некоторой протяженной области с системой скачков, и не мгновенен, а суть состояние. Здесь происходит совместное обтекание частиц, находящихся как при сверхзвуковом режиме обтекания (наиболее крупные), так и при дозвуковом, а разброс их скоростей значителен. Это придает и без того не простому межфазному взаимодействию элементы волновой природы, например пролет «быстрых» (мелких) частиц через систему скачков от «медленных» (крупных).

Рассмотрим возможность наблюдения трансзвукового перехода в пылевом облаке в условиях лабораторного эксперимента с реальными ограничениями длины окна измерительной секции (~ 70 мм) и времени регистрации (200–300 мкс). Для этого оценим времена τ и t_c , а также длины $S(t_c)$ в ударной волне при числах Маха потока $M_0 = 1,15$ и $1,75$ в случае одиночных частиц (1.5). Коэффициент C_D определяется в соответствии с данными [6, 7]

$$C_D(M_0) = \left(0,4 + \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}} \right) \left(1 + \exp \left[-\frac{0,43}{M_0^{4,63}} \right] \right) \quad (1.8)$$

Для частицы с $d \approx 200$ мкм и $\rho_p \approx 1,2 \cdot 10^3$ кг/м³ (оргстекло) при $M_0 = 1,15$ ($\rho \approx 3,8$ кг/м³, $u \approx 550$ м/с) имеем $\tau \approx 200$ мкс, $t_c \approx 30$ мкс, $S(t_c) \approx 1$ мм, а при $M_0 = 1,75$ ($\rho \approx 0,6$ кг/м³, $u \approx 1200$ м/с) соответственно $\tau \approx 600$ мкс, $t_c \approx 450$ мкс, $S(t_c) \approx 150$ мм. Следовательно, можно утверждать, что при $M_0 \leq 1,15$ трансзвуковой переход заведомо завершится за время и в пределах области наблюдения.

2. Эксперимент и обработка данных. Эксперименты выполнялись на ударной трубе, оснащенной оптической диагностической аппаратурой. Описание установки и диагностического комплекса приведены в [3]. Регистрация динамики взаимодействия ударной волны с облаком частиц осуществлялась методом многокадровой теневой визуализации на основе лазерного стробоскопического источника света. В каждом опыте получали серии теневых фотографий из 10–15 кадров с интервалами между ними $\Delta t = 20 \pm 0,1$ мкс. Теневые изображения двухфазного потока с фотографий вводили в компьютер и обрабатывали при помощи стандартных и специально разработанных пакетов программ. Это позволило с высокой точностью в полуавтоматическом режиме находить величину перемещения отдельных частиц во времени и определять их среднюю скорость за интервал Δt , если концентрация дисперсной фазы



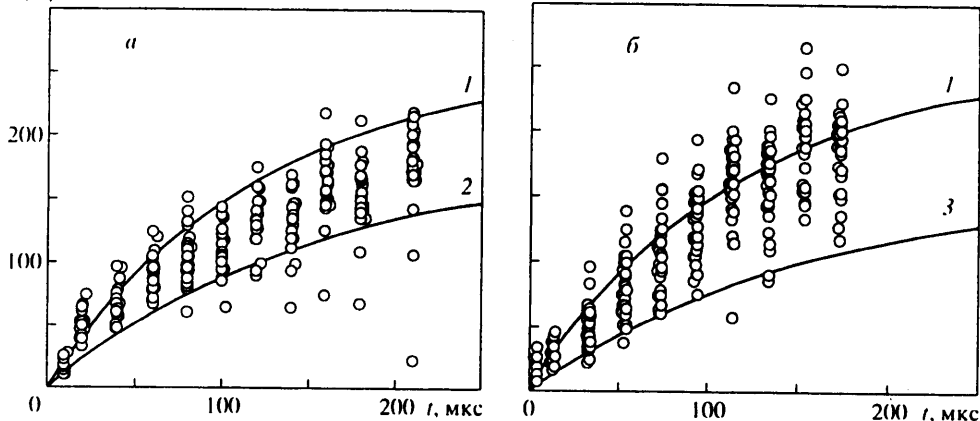
Фиг. 1. Кадр из серии теневых снимков, регистрирующий взаимодействие ударной волны с облаком частиц в момент времени 90 мкс после ее прохождения. Цифрами помечены частицы, выбранные для наблюдения

не слишком велика. Кроме того, теневая визуализация позволила наблюдать особенности течения газовой фазы, т.е. фиксировать наличие и пространственное положение локальных скачков уплотнения при сверхзвуковом обтекании частиц. В качестве примера на фиг. 1 показан 5-й кадр из серии теневых снимков, регистрирующий взаимодействие ударной волны с облаком частиц в момент времени ≈ 90 мкс после ее прохождения.

В опытах использовался порошок оргстекла с известным гранулометрическим составом (средний диаметр частиц $d = 350$ мкм). Особо отметим, что частицы имели правильную сферическую форму и гладкую поверхность. Это позволило использовать известные зависимости коэффициента сопротивления сферы $C_D(M, Re)$ (1.8) для каждой частицы из ансамбля при расчете динамики движения дисперсной фазы.

Облако пылевзвеси "готовилось" следующим образом: непосредственно перед приходом ударной волны в исследуемую область образец порошка подбрасывался на заданную высоту электромагнитным толкателем. Конструкция толкателя такова, что независимо от массы образца при его подлете формируется близкое к сфере облако частиц диаметром $\sim 1,5$ см. Тогда приближенное ожидаемое значение концентрации частиц задается массой образца, а фактическая концентрация определяется по относительной затененности α каждой конкретной области теневого снимка. Как следует из простых оценок, при известной оптической толщине облака D и среднем диаметре частиц d объемная концентрация $\beta \approx 2\alpha d/3D$. В частности, для опыта, представленного на фиг. 1, $D = 1,5$ см, $d = 350$ мкм и начальная объемная концентрация частиц в облаке $\beta \approx 1\%$.

Для каждой i -й частицы определяются следующие параметры: диаметр d_i , ее время пребывания за фронтом ударной волны на первом кадре t_i ; координаты x_{ij} на каждом j -м кадре в моменты времени $t_{ij} = t_i + \Delta t(j - 1)$. На основе полученного массива данных определялись средняя скорость каждой частицы V_{ij} в моменты $t_{ij}^* = t_i + \Delta t(j - 3/2)$ за интервал между j -м и $(j + 1)$ -м кадром, скорость центра масс, относительное число Маха, Рейнольдса и коэффициент сопротивления.

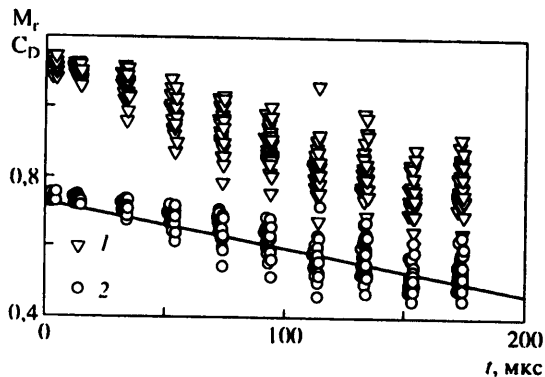
$V, \text{ м/с}$ 

Фиг. 2. Скорость частиц на передней (а) и задней (б) границах облака. Кривые 1–3 – расчетная скорость частиц: 1 – $d = 250$ мкм, 2 – 480 мкм, 3 – 580 мкм

Помимо принадлежности в начальный момент к передней или задней кромке условием выбора частицы являлась возможность ее идентификации на всех кадрах. Таких частиц оказалось не так много, и они отмечены на фиг. 1 цифрами 1–30 на наветренной кромке облака и 31–60 – на подветренной. Указанное характерное расположение частиц в ансамбле и случайный их выбор по размеру дают основание считать, что динамика их центра масс близка к динамике центра масс всего ансамбля, хотя при обработке используется менее 10% частиц. Таким образом, основными количественными результатами обработки теневых снимков является массив данных по скоростям V_{ij} для 60 частиц с номерами $i = 1, \dots, 60$ для $j = 1, \dots, 11$.

3. Результаты и их обсуждение. Для того чтобы выявить влияние трансзвукового перехода на динамику пылевого облака найдем скорость частиц в облаке и сравним со скоростью одиночной частицы при тех же параметрах ударной волны. На фиг. 2 приведены скорости передних (а) и задних (б) частиц облака с $\beta \cong 1\%$, изображенного на фиг. 1, для следующих параметров: число Маха ударной волны $M_s = 2,37$, $M_0 = 1,15$. Кривые соответствуют расчетной скорости (1.3) с учетом выражения (1.8) для частиц максимального и минимального размера. Видно, что разброс по скоростям частиц из передней (наветренной) кромки (фиг. 2, а) приблизительно соответствует их разбросу по размерам. Что касается частиц из задней (подветренной) кромки облака, то, начиная с продолжительности пребывания в потоке 50 мкс, значительная часть частиц имеет скорости более высокие, чем максимальная ожидаемая для одиночной частицы минимального размера (фиг. 2, б).

На первый взгляд такое поведение частиц может показаться неожиданным, поскольку собственно эффект нестационарности газовой фазы в пылевзвеси впервые экспериментально обнаружен в [1], напротив, по торможению задней кромки облака. Однако в [1] нестационарность наблюдалась при $M_0 = 1,7$, при этом относительное число Маха газа и частиц $M_r = (u - V)/c > 1$ в течение всего времени наблюдения. В настоящей работе частицы на задней кромке облака большую часть времени наблюдения пребывали в области относительного дозвукового течения, поскольку оно устанавливается уже при скорости частиц, большей 70 м/с, через время 30–50 мкс. Это видно на фиг. 3, где представлены данные по относительному числу Маха M_r и $C_D(M_r, Re)$ для подветренных частиц. Учитывая, что дозвуковой поток в стесненности ускоряется, кажущаяся необычность поведения подветренных частиц может объясняться ростом динамического напора газа. Действительно, с ростом скорости от u_0 до



Фиг. 3. Относительное число Маха M_r подветренных частиц (1) и их коэффициент сопротивления $C_D(M_r, Re)$ (2), вычисленный по формуле (1.8)

и динамический напор возрастает как

$$\Delta = \frac{\rho u^2}{\rho_0 u_0^2} = \frac{u}{u_0}$$

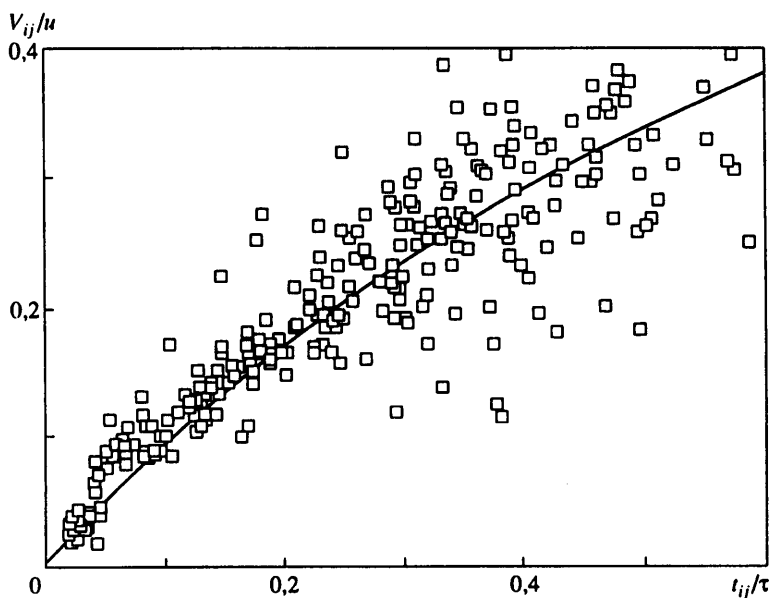
при условии $\rho u = \rho_0 u_0$. Это косвенно подтверждается следующим. Сравнение фиг. 3 и 2, б показывает: чем больше частиц с $M_r < 1$, тем большая их часть имеет скорости, превышающие максимальную ожидаемую величину. Таким образом, переход двухфазного потока из относительного сверхзвукового в дозвуковой режим внутри облака приводит к росту динамического напора и, как следствие, к росту ускорения частиц задней кромки по сравнению с одиночной частицей.

Возвращаясь к указанной выше корреляции между скоростями и размерами частиц из наветренной кромки, отметим следующее. Соотношение между скоростями и диаметрами частиц выводится из уравнения движения (1.3) и может быть представлено как безразмерная функция скорости V/u_0 от безразмерного времени t/τ

$$\frac{V}{u_0} = 1 - \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-1} \quad (3.1)$$

где размер частиц входит как параметр в τ . Очевидно, что если ускорение происходит в режиме одиночных частиц, то все величины V_i/u_0 в моменты времени t_i/τ с точностью до относительной погрешности измерений должны располагаться на одной кривой. Эта кривая, полученная по соотношению (3.1), показана на фиг. 4 сплошной линией. Точки соответствуют экспериментальным величинам скорости, полученным для $i = 1-30$, $j = 1-12$, с точностью не хуже 8%. Разброс безразмерной скорости (до 70%) свидетельствует о "хаотической компоненте" продольной скорости частиц, природа которой в общем случае связана с взаимным влиянием близко расположенных частиц в потоке. На более детальном уровне взаимодействие частиц, или внутрифазное взаимодействие, складывается из следующих эффектов: взаимного влияния частиц из-за макроскопической перестройки потока в стесненности, т.е. влияния каждой частицы на каждую (интегральный эффект); взаимодействия соседних частиц через возмущенные аэродинамические следы, т.е. изменение их траектории при сближении – "соударения" (локальный эффект).

Первый эффект касается средних параметров потока и является дальнедействующим, когда локальные возмущения среды диссипируют в объеме и не могут вызвать хаотическое движение частиц. Наблюдаемое хаотическое движение частиц свиде-



Фиг. 4. Безразмерная скорость частиц V_{ij}/u_0 (точки) в моменты времени t_j/τ . Кривая – расчетная скорость по формуле (3.1)

тельствует о близких взаимодействиях типа соударений, хотя собственно соударения частиц при такой концентрации не часты.

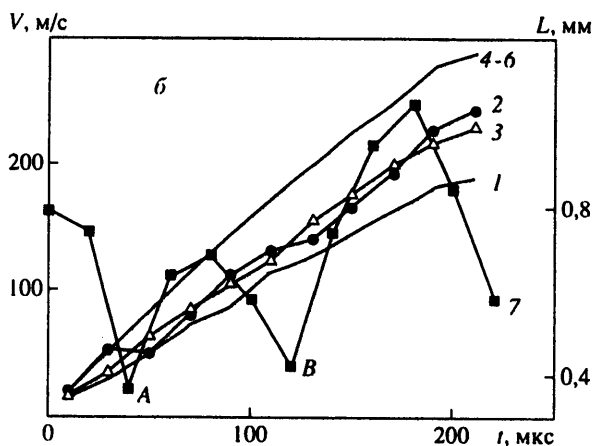
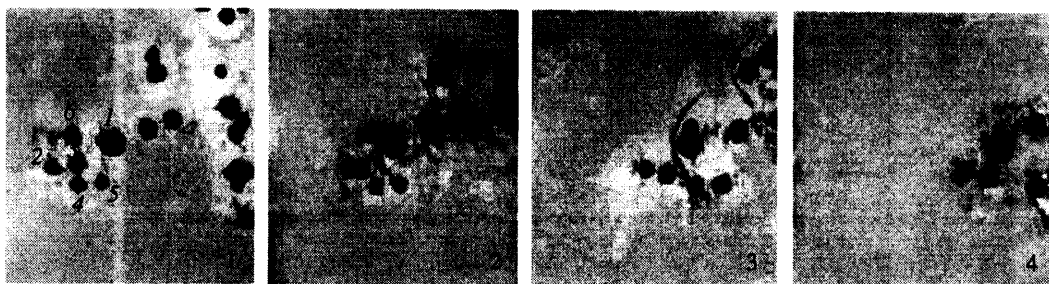
Тем не менее удалось получить косвенное свидетельство соударения двух частиц по изменению динамики их движения в опыте, результаты которого приведены в [3] на фиг. 2, а. Фрагмент фотографии с группой из шести отмеченных цифрами частиц в облаке представлен на фиг. 5, а, на фиг. 5, б приведена зависимость скорости этих частиц от времени. Детальное изучение динамики изменения скорости каждой частицы показало необычное поведение частиц 2 и 3. Наблюдается резкое уменьшение ускорения частицы 2 и увеличение ускорения частицы 3 в моменты времени 40 мкс (точка А) и 120 мкс (точка В) на фоне постоянного ускорения остальных частиц. Такое изменение скорости можно объяснить только столкновениями частиц между собой. Хотя собственно соударение (контакт частиц) на фотографиях не зафиксировано, в пользу этого свидетельствует также поведение кривой расстояния между частицами 2 и 3 в моменты предполагаемых столкновений (фиг. 5, б, кривая 7).

При столь сложном характере взаимодействия частиц суммарный эффект, по-видимому, следует искать в особенностях движения центра масс. Данный выбор частиц позволяет надеяться, что их центр масс близок к центру масс всего облака, а усреднение скоростей частиц исключит хаотическую компоненту. Тогда, вычисляя по всему массиву данных, набор величин

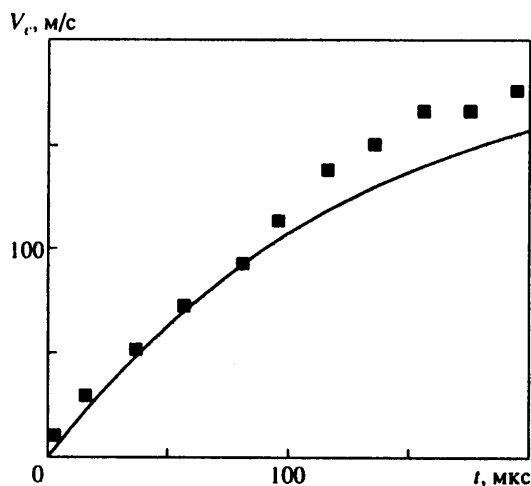
$$V_{cj} = \left(\sum_i d_i^3 V_{ij} \right) / \sum_i d_i^3 \quad (3.2)$$

получим последовательность значений средней массовой скорости ансамбля $V_c(t_j^*)$ в моменты времени $t_j^* = 1/60 \sum_i t_{ij}$, соответствующие среднему времени пребывания частиц в потоке на каждом кадре. Эти данные приведены на фиг. 6 вместе с соответствующей кривой, рассчитанной для одиночной частицы. Их отличие наблюдается начиная с времени пребывания ~ 100 мкс, что совпадает по времени с формированием кол-

a



Фиг. 5. Фрагмент серии теневых снимков, иллюстрирующий соударение частиц в полидисперсной нерелаксированной аэрозвеси (*a*). Кадры соответствуют времени пребывания частиц в потоке 20, 40, 60 и 80 мкс. Кривые 1–6 – скорости соответствующих частиц в зависимости от времени пребывания в ударной волне; кривая 7 – расстояние между частицами 2 и 3 (*b*)



Фиг. 6. Скорость центра масс облака частиц в потоке за ударной волной; точки – усреднение экспериментальных данных по формуле (3.2), кривая – расчет для одиночной частицы среднего диаметра по формуле (1.3)

лективной головной волны (фиг. 1). Позже она вырождается в волну сжатия [2, 3] и отходит от передней кромки облака вверх по потоку, что лишний раз свидетельствует о переходе двухфазного потока в относительное дозвуковое движение.

Заключение. Переход двухфазного потока за ударной волной из относительного сверхзвукового в дозвуковой режим исследовался в условиях выраженной нестационарности газовой фазы, связанной с межфазным обменом количеством движения на ранней стадии скоростной релаксации фаз. Влияние нестационарности газовой фазы на поведение дисперсной фазы неоднозначно. На этом режиме подветренная кромка облака ускоряется быстрее наветренной и даже одиночной частицы при тех же параметрах ударной волны. Это указывает на рост динамического напора вдоль двухфазной области и подтверждает эффект ускорения газа в дозвуковой области взаимодействия фаз, предсказанный ранее с помощью модели ускоряющихся экранов [1]. Значительная хаотичность продольной компоненты скорости частиц свидетельствует о "близких" внутрифазных взаимодействиях типа соударений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-00722) и INTAS (код проекта 97-2027).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бойко В.М., Папырин А.Н., Поплавский С.В. О механизме воспламенения пылей в проходящих ударных волнах // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29. № 3. С. 143–148.
2. Фомин В.М., Бойко В.М., Киселев В.П., Киселев С.П., Папырин А.Н., Поплавский С.В. О некоторых особенностях течения газа при взаимодействии ударной волны с облаком частиц // Докл. РАН. 1995. Т. 340. № 2. С. 188–190.
3. Boiko V.M., Kiselev V.P., Kiselev S.P., Papyrin A.N., Poplavski S.V., Fomin V.M. Shock wave interaction with a cloud of particles // Shock Waves. 1997. V. 7. № 5. P. 275–285.
4. Bailey A.B., Starr R.F. Sphere Drag at transonic speeds and high Reynolds number // AIAA Journal. 1976. V. 14. № 1. P. 1631–1633.
5. Благосклонов В.И., Кузнецов В.М., Минайло А.Н., Стасенко А.Л., Чеховский В.Ф. О взаимодействии гиперзвуковых неадиабатических течений // ПМТФ. 1979. № 5. С. 59–67.
6. Carlson D.J., Hoglund R.F. Particle drag and heat transfer in rocket nozzles // AIAA Journal. 1964. V. 2. № 11. P. 1980–1984.
7. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.

Новосибирск

Поступила в редакцию
9.VIII.1999