

УДК 533.6.011.5

© 2004 г. В. М. БОЙКО, К. В. КЛИНКОВ, С. В. ПОПЛАВСКИЙ

## КОЛЛЕКТИВНЫЙ ГОЛОВНОЙ СКАЧОК ПЕРЕД ПОПЕРЕЧНОЙ СИСТЕМОЙ СФЕР В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ЗА ПРОХОДЯЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Представлены результаты исследования динамики и физических условий формирования коллективного головного скачка перед сферами с линией центров, расположенной поперек сверхзвукового потока за проходящей ударной волной. В экспериментах зарегистрированы два типа ударно-волновых структур, с необходимостью предшествующих установлению общего скачка и соответствующих регулярному и маховскому отражению головных скачков каждой сферы друг от друга. На основании локальной теории интерференции газодинамических разрывов определены количественные критерии существования этих режимов и перехода их в общий головной скачок. Полученные критерии подтверждены в серии экспериментов на переходных режимах.

*Ключевые слова:* ударные волны, многофазные среды, скоростная неравновесность, головной скачок, взаимодействие скачков.

Известно, что в сверхзвуковом потоке за ударной волной, бегущей по каналу с пылегазовой смесью, при некоторых условиях формируется “коллективный” головной скачок перед облаком частиц – двухфазной области с выраженными границами. Впервые это явление наблюдалось при исследовании поперечного вдува двухфазной смеси в сверхзвуковой поток и получило следующее толкование [1]. Общая (или коллективная) головная волна образуется при смыкании трансзвуковых зон за головными скачками отдельных частиц; размер трансзвуковой зоны растет с уменьшением относительного числа Маха, но не превышает пяти диаметров  $d$  частицы из-за ослабления головного скачка на периферии. Отметим, что среднему расстоянию между частицами  $l \sim 5d$  соответствует объемная концентрация  $k \sim 0.5\%$  согласно оценке  $(l/d)^3 \sim 0.7/k$ , а при расстоянии между частицами более  $5d$ , т.е. при концентрации меньше  $0.5\%$ , коллективная головная волна возникать не должна.

Позже появились экспериментальные наблюдения волновых процессов, схожих с формированием коллективной волны при концентрации дисперсной фазы  $\sim 10^{-3}$  и менее [2], а приведенный выше механизм не мог объяснить новые наблюдения. Для физического описания взаимодействия проходящей ударной волны с облаком пылевзвеси была предложена модель свободно ускоряющихся экранов – последовательности тонких газопроницаемых преград, на каждой из которых газодинамические параметры потока испытывают слабый скачок, зависящий от относительной скорости газа и экрана, плотности и концентрации частиц [3]. В частности, для сверхзвукового потока модель предсказывает быстрое торможение газа внутри облака вплоть до трансзвуковой относительной скорости. В плоскости трансзвукового перехода формируется пик давления, который по мере скоростной релаксации смеси перемещается вверх по потоку к передней кромке облака, где и визуализируется как головной скачок.

Трансзвуковой переход в релаксирующей двухфазной смеси более детально исследовался в [4], и в некоторых случаях действительно удалось регистрировать прямые скачки внутри облака. Количественные оценки длины трансзвукового перехода, вы-

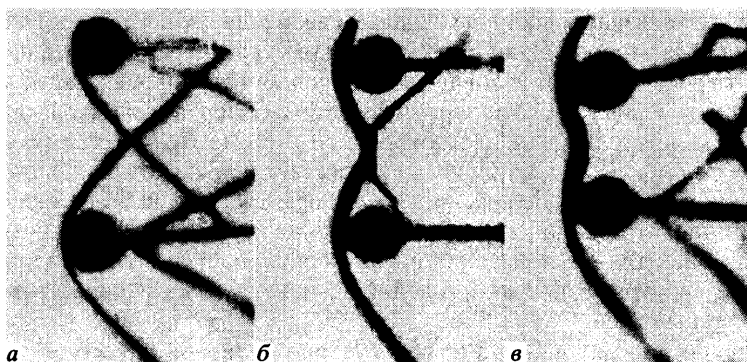
полненные в [4] с учетом разогрева газа при торможении (и соответствующем уменьшении числа Маха), указали на возможность формирования пика давления непосредственно за передней кромкой облака с последующим быстрым выходом вперед. При численном моделировании этих процессов на качественном уровне получены результаты, схожие с таковыми по модели ускоряющихся экранов [5–7]. Что касается формирования коллективной головной волны, то в указанных работах это явление получило несколько иную трактовку. А именно, пик давления, связанный с трансзвуковым переходом в облаке, сначала действительно вытесняется на его переднюю кромку, но по мере скоростной релаксации смеси продолжает смещаться вверх по потоку. Такой скачок в двухфазных потоках назван отраженной ударной волной.

Интерес к этому явлению вызван рядом нестационарных процессов, связанных с межфазным обменом количеством движения в пылегазовых смесях за ударными волнами. Во-первых, коллективная волна приводит к неопределенности параметров газовой фазы в облаке, что экспериментально обнаруживается, например, по различию динамики такой системы с обтеканием одиночной частицы. Во-вторых, помимо кинематических особенностей поведения системы коллективной волне сопутствует дополнительный разогрев газа в областях повышенной концентрации частиц. Это, в частности, косвенно подтверждалось резким уменьшением задержек воспламенения в реагирующих пылевзвесах за проходящей ударной волной в сравнении со статическим воспламенением за отраженной ударной волной [3]. Существовало мнение, что дополнительный нагрев частиц при сверхзвуковых относительных скоростях обтекания действительно имеет место, но тепловыделение происходит лишь в точках полного торможения потока на частицах [8]. Однако из модели ускоряющихся экранов [3] следует, что в стесненности, создаваемой частицами, сверхзвуковой поток нагревается объемно, подобно тому, как это происходит в конфузоре.

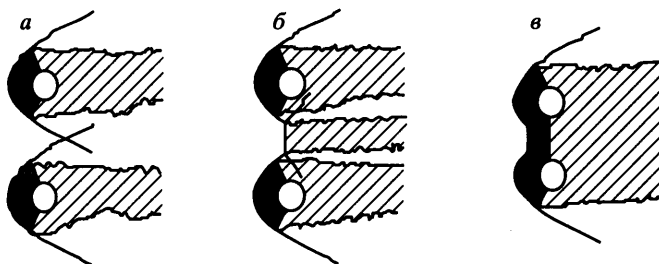
Очевидно, что природа коллективной головной волны заключена в аэродинамике близко расположенных тел при их совместном обтекании сверхзвуковым потоком. Большинство работ в этом направлении касались волнового взаимодействия протяженных оживальных или цилиндрических тел между собой или с плоскостью. Что касается поперечной системы сферических тел, то известные работы в этом направлении ограничивались большими числами Маха потока при стационарном обтекании жестко закрепленных тел [9]. В данной работе предлагаются результаты исследования совместного обтекания системы сферических тел с линией центров поперек сверхзвукового потока, генерируемого проходящей ударной волной, причем как для фиксированных тел, так и для свободно ускоряющихся.

**1. Эксперимент и анализ ударноволновых структур.** Эксперименты проводились в ударной трубе при числах Маха потока от 1.15 до 1.75. В исследуемой области канал ударной трубы имел квадратное поперечное сечение  $52 \times 52$  мм и был оборудован окнами для оптической регистрации. Динамика формирования коллективной волны регистрировалась методом скоростной многокадровой теневой визуализации на основе лазерного стробоскопического источника света [6, 7]. Явления на передней кромке облака моделировались с помощью двух сфер диаметром  $d = 5$  мм, расположенных поперек канала при различных расстояниях  $l$  между центрами, а безразмерный параметр  $\lambda = l/d$  изменялся в диапазоне 1.5–6.

На фиг. 1 приведены теневые фотографии основных типов волновых структур перед системой сфер, полученные в опытах с жестко закрепленными телами. Конфигурация головных волн на фиг. 1, *а* соответствует режиму регулярного отражения скачков уплотнения и наблюдается при больших числах Маха и больших расстояниях между телами. В ряде случаев этот режим переходит в структуру с тройными конфигурациями, изображенную на фиг. 1, *б*. Этот тип интерференции скачков известен как маховское отражение. Физические условия формирования такой структуры на уровне количественных критериев не были установлены, поскольку при неустановившемся обтекании



Фиг. 1. Теневые снимки типов интерференции головных скачков перед поперечной системой сфер: *а* – регулярное отражение скачков, *б* – маховское отражение скачков с тройными конфигурациями, *в* – объединение скачков или коллективный скачок



Фиг. 2. Стадии формирования коллективной головной волны на поперечной системе свободно ускоряющихся сфер (см. подпись к фиг. 1); выделены дозвуковые области перед сферами и термически возмущенные следы

за ударной волной тройные конфигурации могут кратковременно возникать при самых разных режимах, исключая первый. По расстоянию между телами режим с тройными конфигурациями является, по-видимому, неким промежуточным между первым режимом и собственно режимом с “коллективной” головной волной, изображенной на фиг. 1, *в*. Последний режим устанавливается при малых расстояниях между сферами, а при малой сверхзвуковой и транзвуковой скорости – при расстояниях в 5–6 диаметров.

Детальные исследования динамики формирования коллективной волны показали, что если третий тип взаимодействия реализуется, то первые два с необходимостью предшествуют как переходные стадии. Поэтому для дальнейшего изложения удобно эти три типа волновых структур рассматривать как стадии одного процесса, хотя этот процесс может оборваться на любой из стадий. На фиг. 2 схематично показаны типы ударно-волновых структур, возникающие при формировании коллективной головной волны с выделенными транзвуковыми областями течения перед сферами и возмущенными дальними следами за ними. Возмущенным считаем газ, испытавший переход через транзвуковую область или прямой скачок, сопровождающийся необратимыми потерями. Поскольку здесь формирование коллективной волны исследуется применительно к облакам частиц, важно иметь в виду, что степень влияния поперечной системы частиц на параметры газа вниз по потоку существенно меняется с переходом от одного типа волновой структуры к другому.

На первой стадии взаимодействия головных скачков газ возмущается только в трансзвуковых зонах. На второй стадии структура с маховским отражением (фиг. 1, б, 2), которая является необходимым условием объединения головных скачков, качественно меняет картину течения в следе поперечной системы сфер, а сам маховский скачок ведет себя как дополнительное тело в поперечной системе тел. Третья стадия является уже экстремальным случаем, когда резко возрастает не только количество возмущенного газа, но и вероятность попадания в него подветренных частиц. В рамках принятой здесь терминологии количественные изменения параметров газа – результат межфазного взаимодействия, а попадание подветренных частиц в возмущенную область течения влечет внутрифазное взаимодействие наветренных и подветренных частиц через возмущенный след.

Физические предпосылки формирования ударно-волновой структуры того или иного типа определяются интенсивностью скачков в области их взаимодействия. Следует отметить, что течение при сверхзвуковом обтекании двух сфер трехмерное. Теоретические исследования таких течений весьма сложны, поэтому для критериальных оценок результатов экспериментов здесь используются выводы двумерной теории: отражение двух одинаковых скачков на цилиндрах друг от друга или (в силу симметрии) скачка уплотнения на цилиндре от твердой стенки. Локальная теория интерференции газодинамических разрывов позволяет рассчитать параметры течения в окрестности точки пересечения скачков или точки отражения. Определим области существования регулярного и нерегулярного (маховского) отражения и будем считать, что результат является оценкой “сверху”, так как из-за трехмерного растекания потока на сфере интенсивность головного скачка при том же удалении от оси тела ниже, чем плоского скачка или головной волны на цилиндре.

Степень взаимодействия скачков уплотнения определяется их интенсивностью  $J$  в точке пересечения. Считается [10, 11], что переход регулярного отражения скачка к маховскому наступает при некотором значении интенсивности  $J_R$ , ограничивающим область существования решения уравнений динамической совместности на газодинамических разрывах с равными углами наклона приходящего и отраженного скачков к вектору скорости потока. Процедура вычисления величины  $J_R$  описана в [12] и вкратце сводится к следующему. Условие равенства углов приходящего и отраженного скачков с учетом зависимости интенсивности от угла наклона скачка к вектору скорости

$$J = (1 + \chi)M^2 \sin^2 \alpha - \chi, \quad \chi = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (1.1)$$

а также угла поворота потока  $\beta$  на разрыве  $J$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\sqrt{J_m - J}}{\sqrt{J + \chi}} \frac{(1 - \chi)(J - 1)}{J_m + \chi - (1 - \chi)(J - 1)}, \quad J_m = (1 + \chi)M^2 - \chi$$

дает “кубическое” уравнение

$$\sum_{n=0}^3 A_n \left[ \frac{(1 + \chi)M^2}{J_R + \chi} \right]^n = 0 \quad (1.2)$$

откуда и вычисляется величина  $J_R$  с конкретным видом коэффициентов  $A_n$ , вообще говоря, зависящих от  $J_R$ .

Для стационарных скачков уплотнения более подходящим критерием перехода является интенсивность  $J_0$  [12], при которой образуется так называемая стационарная маховская конфигурация. Значение интенсивности  $J_0$  рассчитывается по тройной кон-

фигурации ударных волн, в которой главный скачок прямой. Условие совместности течения в такой системе дает уравнение

$$\sum_{n=0}^3 B_n (J_0 - 1)^n = 0 \quad (1.3)$$

с коэффициентами  $B_n$ , зависящими только от числа  $M$ . При некотором числе  $M = M_0$  корни уравнений (1.2) и (1.3) (расчетные значения  $J_R$  и  $J_0$ ) совпадают. Таким образом, критерием перехода от регулярного отражения стационарного скачка к маховскому при  $M > M_0$  может считаться величина  $J_0$ , а при  $M < M_0$  переход начинается при  $J = J_R$ . В [12] вычислено значение  $M_0$  для различных  $\gamma$ . Например, для  $\gamma = 1.4$  оказалось  $M_0 \approx 2.2$ , и лишь для  $\gamma = 1$  значение  $M_0 \approx 1.9$ . Следовательно, для большинства газов в потоках за ударными волнами, где  $M < 2$ , переход к маховскому отражению следует оценивать при интенсивности скачка  $J_R$  по уравнению (1.2).

Весь этот аппарат развит для двумерных скачков и в таких задачах дает весьма точные результаты [13]. Как уже отмечалось, в данной работе он служит лишь для оценки интенсивности скачков и принципиальной возможности перехода к коллективной головной волне через маховское отражение скачков. Чтобы воспользоваться соотношением (1.1), для дальнейшего необходим аналитический вид формы головной волны перед сферой как функции числа Маха потока.

**2. Аппроксимация формы головной волны одиночной сферы.** Известно, что форма ударной волны, образующейся при обтекании сферы сверхзвуковым потоком, является “коническим сечением” [14]. Тогда для аналитического описания можно представить форму головного скачка (точнее его сечение плоскостью, проходящей через центр сферы, и параллельной вектору скорости невозмущенного потока) как гиперболу общего вида, асимптотами которой являются линии возмущения Маха. Для этого в каноническом уравнении гиперболы

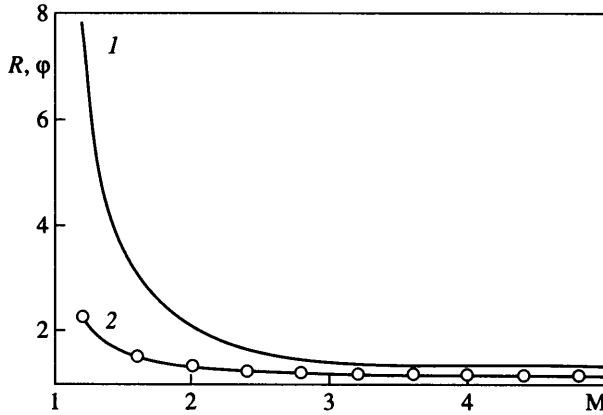
$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 - \left(\frac{y}{b}\right)^2 = 1 \quad (2.1)$$

с учетом наклона кривой, совпадающей на бесконечности с линиями возмущения Маха, следует положить

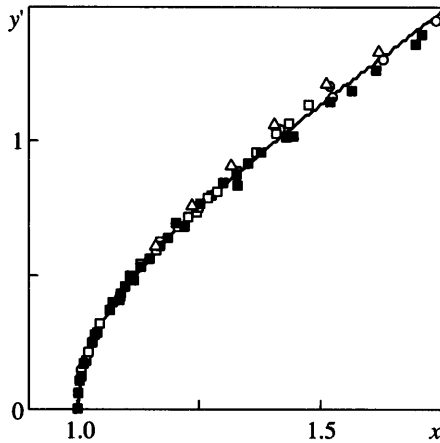
$$a = R(M^2 - 1), \quad b = R\sqrt{M^2 - 1} \quad (2.2)$$

где  $R$  – радиус кривизны скачка вблизи его оси симметрии. Центр сферы единичного радиуса лежит в точке с координатами  $(x, y) = (a + \epsilon_0 + 1, 0)$ . Параметры  $\epsilon_0$  (отход скачка от сферы на оси симметрии) и  $R$  зависят от числа Маха потока  $M$  и хорошо определяются по теневым снимкам. Количественные данные для этих величин собраны по снимкам из [15–17], а также по полученным в настоящей работе. Эти данные представлены на фиг. 3 в виде эмпирических кривых зависимости радиуса кривизны  $R$  ( $l$ ) и параметра  $\phi = 1 + \epsilon_0$  ( $2$ ) от числа  $M$ . Ранее эти параметры уже исследовались при  $M \gg 1$  и считалось, что они тождественны [14]. По фиг. 3 видно, что с увеличением числа  $M$  кривые  $R$  и  $\phi$  действительно сближаются. Но в потоках за проходящими ударными волнами, где всегда  $M < 2$ , следует учитывать существенное различие этих величин.

В системе координат  $x' = x/a$  и  $y' = y/b$  все точки головной волны, экспериментально полученные в данной работе, а также по [15–17], ложатся на одну кривую  $x'^2 - y'^2 = 1$ , приведенную на фиг. 4. Таким образом, появляется возможность аналитического представления формы головной ударной волны перед сферой в виде канонического уравнения гиперболы с использованием эмпирических параметров, полученных для широкого диапазона чисел  $M$ . Однако для оценки интенсивности скачка (интенсив-



Фиг. 3. Параметры гиперболы для аппроксимации формы головного скачка у сферы: 1 – интерполяция измерений радиуса кривизны гиперболы  $R$  на оси течения; 2 – величина отхода головного скачка от центра сферы

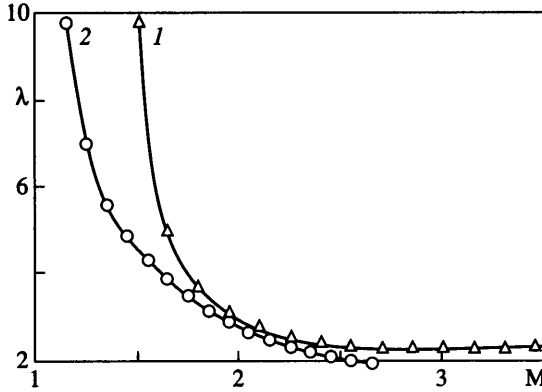


Фиг. 4. Приближение формы головной ударной волны перед сферой гиперболой общего вида; экспериментальные точки – нормированные данные из [15–17], а также полученные в настоящей работе; кривая – гипербола (2.1)

ность при заданном числе  $M$  потока зависит только от угла наклона скачка к потоку  $\beta$  в данной точке) вместо канонической формы требуется представление гиперболы в виде  $y = F(\beta, M)$ . Эту зависимость можно получить следующим образом: поскольку  $dy/dx = \operatorname{tg} \beta$ , дифференцируя гиперболическую функцию общего вида, можно выразить  $(x/a)^2$  через функцию от  $\operatorname{tg} \beta$ , а затем заменить на нее величину  $(x/a)^2$  в каноническом уравнении гиперболы (2.1), откуда с учетом (2.2)

$$y = \frac{R}{\sqrt{\operatorname{tg}^2 \beta - (M^2 - 1)^{-1}}} \quad (2.3)$$

При фиксированном числе  $M$  для интересующей интенсивности скачка, например  $J_R$  или  $J_0$ , определяется соответствующий угол наклона скачка  $\beta$ , после чего из (2.3) вы-

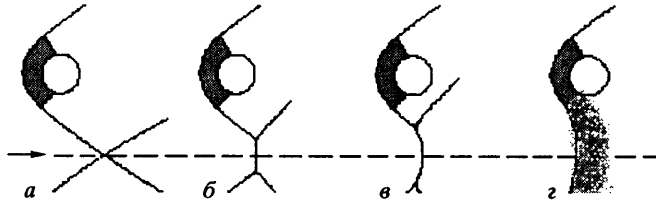


Фиг. 5. Области существования регулярного и маховского взаимодействия головных ударных волн перед сферами при сверхзвуковом обтекании; расчетные кривые для стационарного (1) и нестационарного (2) случаев

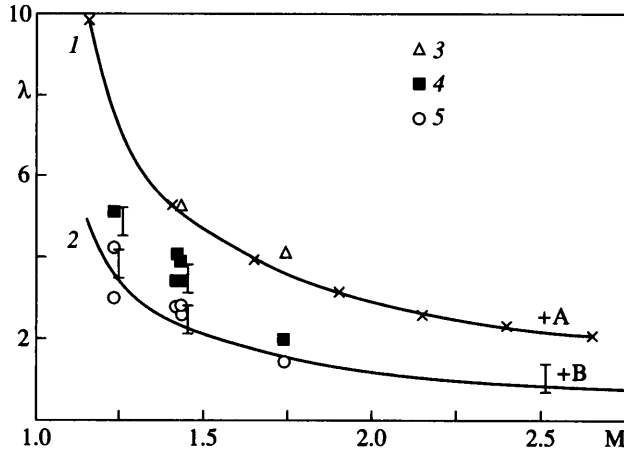
числяется поперечная координата точки на головном скачке с такими параметрами. Для симметричной поперечной системы сфер эта величина есть удаление центра каждой сферы от некоторой плоскости симметрии или плоскости отражения скачков, а удвоенное ее значение – расстояние между сферами. Следует иметь в виду, что введенное понятие плоскости отражения скачков предполагает симметричное расположение сфер по отношению к этой плоскости. Продольное их смещение относительно друг друга нарушает симметрию волновой картины, плоскость пересечения скачков приближается к отстающей частице, интенсивность и наклон скачков в точке их интерференции оказываются не одинаковыми, из-за чего прямой скачок, характерный для маховского отражения, не возникает. Относительно устойчивыми к несимметричности расположения сфер оказываются режимы малых сверхзвуковых и трансзвуковых скоростей. На других режимах объединение головных скачков при несимметрии происходит иначе и здесь не рассматривается.

На фиг. 5 представлены найденные по (2.3) безразмерные расстояния между центрами симметрично расположенных сфер, меньше которых предполагается возникновение маховского отражения для нестационарного (1) и стационарного (2) случаев. Область над кривыми соответствует регулярному отражению скачков, а применительно к облакам частиц – режиму, когда головной скачок формируется на каждой частице.

**3. Обсуждение результатов.** На основе изложенного выше рассмотрим процесс перехода регулярной интерференции головных скачков уплотнения в маховскую с последующим образованием единого волнового фронта по мере сближения тел, обтекаемых сверхзвуковым потоком газа. В точке пересечения головные скачки уплотнения имеют некоторую интенсивность  $J$ , которая растет по мере сближения обтекаемых тел. При  $J = J_R$  регулярная интерференция (фиг. 6, а) переходит в маховскую с образованием прямого скачка между головными волнами и двух симметричных тройных конфигураций в точках пересечения (фиг. 6, б). Согласно локальной теории газодинамических разрывов прямой скачок – главный, головная волна – приходящий скачок, а третий скачок – отраженный. Дальнейшее сближение тел приводит к увеличению маховской ножки и интенсивности приходящего скачка  $J$  в тройных точках, в силу чего главный скачок и отраженный становятся криволинейным (фиг. 6, в). При некоторых  $J$  отраженный скачок меняет свое направление, сближается с приходящим скачком, а при  $J > J_S$  ( $J_S$  – интенсивность на границе трансзвуковой зоны) он исчезает.



Фиг. 6. Последовательность формирования единого волнового фронта перед поперечной системой тел при сверхзвуковом обтекании



Фиг. 7. Критерий перехода от регулярного взаимодействия к маховскому; расчетные кривые: 1 – граница областей, 2 – размер дозвуковой области перед сферой; эксперимент: 3 и точка А – регулярная интерференция, 4 – маховское отражение, 5 и точка В – формирование коллективной волны

При этом интерференция головных ударных волн приводит к образованию единого криволинейного скачка уплотнения (фиг. 6, г) с полностью дозвуковым течением за ним. При этом расстояние между сферами  $\lambda_{MS} > \lambda_S$ , где  $\lambda_S$  рассчитано для смыкания звуковых зон без учета длины маховской ножки.

Таким образом, с точки зрения волнового взаимодействия поперечной системы сфер в сверхзвуковом потоке можно выделить три характерных диапазона расстояний между ними. Диапазон  $\lambda > \lambda_R$  соответствует регулярному отражению в точке интерференции головных ударных волн. При этом заметного изменения картины обтекания системы сфер не происходит. В диапазоне расстояний  $\lambda_R > \lambda > \lambda_{MS}$  наблюдается маховское отражение головных скачков от плоскости симметрии. Изменения течения около самих сфер, по-видимому, не происходит, так как обтекание остается сверхзвуковым. Но появившаяся дозвуковая область за прямым маховским скачком может существенно повлиять на течение вниз по потоку. Наконец, при  $\lambda < \lambda_{MS}$  следует ожидать формирования единой головной волны с общей дозвуковой областью течения. При этом наблюдается качественно новая картина обтекания системы сфер как целого и каждой сферы в отдельности.

Для проверки этих положений выполнен цикл экспериментов со свободными сферами в потоке за проходящей ударной волной. По волновой картине регистрировалась принадлежность картины обтекания системы сфер к одному из трех режимов, описанных выше. Результаты представлены на фиг. 7. Расчетная кривая 1 – расстояние меж-



ду сферами, при котором происходит переход от регулярного отражения к маховскому. Расчетная кривая 2 – двойной радиус дозвуковой области перед одиночной сферой. Экспериментальные данные представлены точками: регулярная интерференция 3, маховское отражение 4 и единый волновой фронт 5. Вертикальными отрезками обозначена измеренная длина маховского скачка, через который смыкаются дозвуковые области течения около сфер на стадии маховского отражения. Для сравнения там же приведены результаты аналогичных экспериментов в стационарном потоке с числом  $M = 2.5$  (+A, +B) [9].

Видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетными, несмотря на то, что в них применялась двумерная модель взаимодействия скачков уплотнения. Рассчитав длину маховского скачка уплотнения, которая, по-видимому, зависит от степени поджатия потока в области между сферами, можно предсказать возможность формирования единого волнового фронта перед системой тел при их сверхзвуковом обтекании.

**Заключение.** Экспериментально исследована интерференция головных скачков перед системой сфер с линией центров, расположенных поперек сверхзвукового потока за ударной волной в стационарном случае и для свободно ускоряющихся тел. Обнаружено, что при взаимодействии скачков от отдельных сфер, имеющих форму, близкую к параболической, могут возникать маховские структуры с тройными точками, как при взаимодействии плоских скачков. Установлены режимы, когда реализуются два известных типа взаимодействия скачков – регулярное отражение и маховское, а также режим, когда они переходят в третий тип – коллективную головную волну. Показано, что локальная теория интерференции газодинамических разрывов, развитая для двумерных скачков, на качественном уровне дает хорошее согласие с экспериментом на сферах. Для оценки интенсивности головных скачков в точке их пересечения получена аналитическая аппроксимация формы головной волны перед сферой. Найден количественный критерий перехода от регулярного взаимодействия к маховскому как необходимое условие формирования коллективной головной волны. Критерий подтвержден в диапазоне чисел Маха потока за ударной волной 1.15–1.75 экспериментами данной работы и для  $M = 2.5$  в стационарном потоке – данными [9].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 98-01-00722 и 01-01-00776).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Благосклонов В.И., Кузнецов В.М., Минайлос А.Н., Стасенко А.Л., Чеховский В.Ф.* О взаимодействии гиперзвуковых неадиабатических течений // ПМТФ. 1979. № 5. С. 59–67.
2. *Boiko V.M., Fedorov A.V., Fomin V.M., Papyrin A.N., Soloukhin R.I.* Ignition of small particles behind shock waves // Shock waves, explosions, and detonations. Progr. Astronaut. and Aeronaut., 1983. V. 83. P. 71–87.
3. *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.
4. *Бойко В.М., Клинков К.В., Поплавский С.В.* Трансзвуковой переход за ударной волной, бегущей по пылегазовой смеси // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 4. С. 165–173.
5. *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.
6. *Бойко В.М., Киселев В.П., Киселев С.П., Папырин А.Н., Поплавский С.В., Фомин В.М.* О взаимодействии ударной волны с облаком частиц // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32. № 2. С. 86–99.
7. *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.
8. *Волянски П.* Воспламенение и горение органических пылей в ударных волнах // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20. № 5. С. 29–35.

9. Кузнецов О.М., Стулов В.П. Сверхзвуковое обтекание двух сфер с линией центров поперек потока // *Аэродинамика входа тел в атмосферы планет* / Под ред. Г.Ф. Теленина. М.: Изд-во МГУ, 1983. С. 12–16.
10. Арутюнян Г.М., Карчевский Л.В. Отраженные ударные волны. М.: Машиностроение, 1973. 376 с.
11. Райхенбах Г. Ударные волны в газах // *Физика быстропротекающих процессов*. М.: Мир, 1971. Т. 3. С. 56–102.
12. Адрианов А.Л., Старых А.Л., Усков В.Н. Интерференция стационарных газодинамических разрывов. Новосибирск: Наука, 1995. 179 с.
13. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. М.: Физматгиз, 1963. Ч. 2. 727 с.
14. Масленников В.Г. О форме отошедшей ударной волны образующейся при сверхзвуковом движении полусферы и цилиндрического торца в различных газах // *Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений* / Под ред. Ю.А. Дунаева. М.: Наука, 1967. С. 256–264.
15. Ван Дайк М. Альбом течений жидкости и газа // М.: Мир, 1986. 181 с.
16. Любимов А.Н., Русанов В.В. Течение газа около тупых тел. М.: Наука, 1970. Ч. 1. 287 с.
17. Белоцерковский О.М., Булекбаев А., Голомазов М.М. и др. Обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком газа. Теоретические и экспериментальные исследования. М.: ВЦ АН СССР, 1967. 401 с.

Новосибирск  
bvm@itam.nsc.ru  
s.poplav@itam.nsc.ru

Поступила в редакцию  
18.III.2003