

С. М. Васильев, В. И. Курко

О СТРУКТУРЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ПЛАСТИН

В работе исследовалась структура газодинамического течения при столкновении металлических пластин с до- и сверхзвуковой скоростью точки контакта u_0 (по отношению к скорости звука в металле a^*). Обнаружено, что в результате распыления и последующего испарения частиц металла из точки контакта в сгустке ударно-сжатого газа выделяется низкотемпературная зона. При этом в случае $u_0 > a^*$ частицы полностью тормозятся в ударно-сжатом газе, ускорение прямой ударной волны в канале обусловлено расширением паров металла. При дозвуковом столкновении пластины частицы «пробивают» ударно-сжатый газ, после чего тормозятся в невозмущенном воздухе, формируя переднюю границу сгустка.

В [1] исследована динамика накопления сгустка ударно-сжатого газа в зазоре между сталкивающимися пластинами. Скорость точки контакта (детонации) была меньше скорости звука a^* в материале пластины. Обнаружено превышение скорости D ударной волны (УВ) в канале и яркостной температуры газа за ее фронтом над значениями, определенными по ударной адиабате воздуха в предположении, что массовая скорость u газа в сгустке равна скорости точки контакта. Была выдвинута гипотеза о поступлении в сгусток частиц металла из области точки контакта.

В [2] исследовалось газодинамическое течение в канале при столкновении пластин со сверхзвуковой скоростью точки контакта. Показано, что характер течения зависит от величины зазора между пластинами h . При малых h происходит устойчивое накопление сгустка, средняя скорость D передней УВ превышает ударно-адиабатное значение D_0 . Последнее связывалось, так же как и в [1], со струеобразованием из точки контакта.

С увеличением зазора h скорость D уменьшается до D_0 и далее приближается к скорости детонации u_0 . По достижении «критического зазора» h^* устойчивое накопление прекращается, течение приобретает неустойчивый, пульсирующий характер. При $h > h^*$ накопление полностью отсутствует, область ударно-сжатого газа локализуется вблизи точки контакта. Прекращение накопления сгустка с ростом h обусловлено развитием собственных колебаний метаемой пластины и потерей устойчивости границы раздела пластины и подложки за точкой контакта [3]. В этом случае газ протекает из сгустка через зону контакта и схлопывается между пластинами [4]. В [2] предложена идеализированная схема течения в канале (без учета струеобразования из точки контакта) на этапе формирования сгустка ударно-сжатого газа.

В настоящей работе экспериментально исследовались структура и динамика формирования газодинамического течения в зазоре между металлическими пластинами, сталкивающимися с до- и сверхзвуковой скоростью точки контакта.

Схема экспериментов приведена на рис. 1. Заряд взрывчатого вещества (ВВ) 1 устанавливается на метаемой пластине 2, которая крепилась с зазором h над подложкой 3. Для предотвращения разлета про-

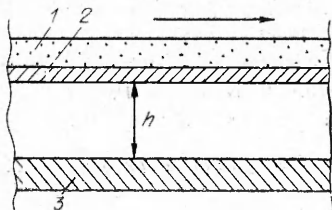


Рис. 1. Схема экспериментов.

дуктов взрыва и ударно-сжатого газа в окружающее пространство канал с боков закрывался стенками из оргстекла.

При детонации заряда пластина металась на подложку. Свечение ударно-сжатого газа перед точкой (линией) контакта регистрировалось сквозь боковые стенки с помощью СФР. Развертка ориентировалась перпендикулярно направлению детонации заряда ВВ. С целью изучения структуры течения фотографирование проводилось через щель на различных расстояниях от начала канала с разверткой вдоль направления детонации. Для контроля угла полета метаемой пластины в отдельных опытах применялась импульсная рентгеновская установка ПИР-600.

Подложка и метаемая пластина изготавливались из меди или алюминия. Скорость детонации составляла $3,1 \pm 0,3$ и $7,3 \pm 0,1$ км/с. При сверхзвуковой скорости точки контакта регистрация осуществлялась через синий интерференционный светофильтр для отсеки паразитного свечения продуктов взрыва. Для определения зависимости характера течения в канале от величины угла полета метаемой пластины изменялось отношение массы ВВ к массе пластины $r = \rho_c \delta_c / (\rho^* \delta^*)$ (ρ_c , δ_c , ρ^* , δ^* — плотности и толщины ВВ и пластины соответственно). С целью исследования структур различных типов газодинамических течений, описанных в [2], выбирались различные величины зазора h .

Фотографии процесса в экспериментах со столкновением алюминиевых пластин при сверхзвуковой скорости точки контакта приведены на рис. 2, а, б, где указаны величины r , h , а также расстояния от начала канала L . При $h < h^*$ в сгустке формируется низкотемпературная зона 1 непосредственно перед точкой (линией) контакта и высокотемпературная часть течения 2 в передней части сгустка. Такая структура течения обусловлена, по-видимому, поступлением частиц металла из области точки контакта в канал.

Существование потока частиц в исследованных режимах соударения подтверждалось контрольными экспериментами с установкой с торца (на выходе канала) специальных преград из стали. После эксперимента на поверхности преграды обнаруживался слой материала метаемой пластины и подложки. В соответствии с [5—7] при сверхзвуковой скорости точки контакта возможно формирование лишь диспергированных струй материала пластин. Распыление частиц в канале с ударно-сжатым газом при температуре $T \approx 10 \div 12 \cdot 10^3$ К (определяемой по ударной адиабате воздуха в зависимости от экспериментальной скорости D ударной волны) вызывает их испарение и поглощение тепла. Таким образом, перед точкой контакта формируется область двухфазного течения, температура в которой меньше температуры воздуха в зоне непосредственно за передней УВ.

При $h \geq h^*$ вследствие неустойчивости контактной границы [3] возможно прекращение струеобразования, что приводит к отсутствию низкотемпературной зоны в структуре сгустка (см. рис. 2, б) и к локализации последнего вблизи точки контакта.

На рис. 2, в, г приведены фотографии, полученные в экспериментах с дозвуковым столкновением медных (в) и алюминиевых (г) пластин. Поскольку при $u_0 < a^*$ и малых углах соударения ($17-25^\circ$) возможно образование лишь диспергированных струй из точки контакта [6—8], то, как и при $u_0 > a^*$, распыление в канале частиц металла приводит к формированию в сгустке низкотемпературной 1 и высокотемпературной 2 зон. Наличие струеобразования подтверждалось способом, описанным для случая $u_0 > a^*$. В отличие от сверхзвукового режима, где передняя граница сгустка 3 представляет собой прямую УВ (см. рис. 2, а) и устойчива в течение процесса распространения в канале, при $u_0 < a^*$ на снимках отчетливо видно «пробивание» частицами металла фронта прямой УВ и последующее торможение их в невозмущенном воздухе (зона 4, рис. 2, в, г). При этом искажается граница между зонами 1 и 2 в сгустке. Эффект «пробивания» сгустка частицами зарегистрирован на удалениях в $(20-30) h$ от начала канала (см. рис. 2, г).

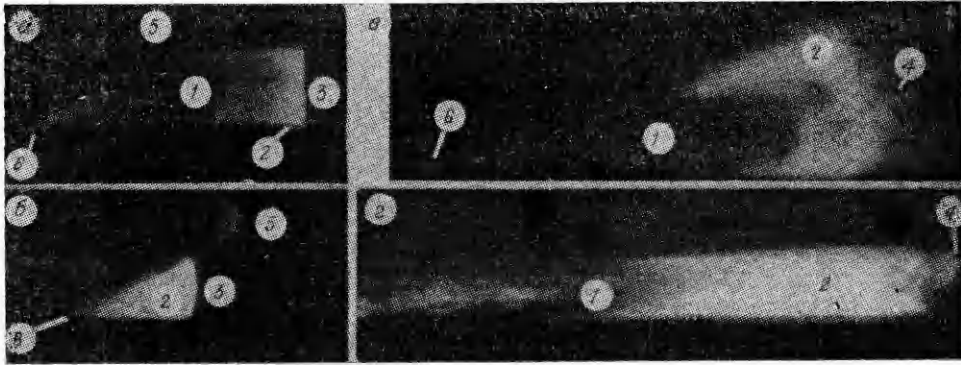


Рис. 2. Фотографии типичных СФР-грамм (стрелкой показано направление распространения детонации).

$a - u_0 > a^*$, $r = 2,3$, $h = 6,8$ мм, $L = 210$ мм; $b - u_0 > a^*$, $r = 2,1$, $h = 7,5$ мм, $L = 100$ мм;
 $c - u_0 < a^*$, $r = 4,6$, $h = 13,8$ мм, $L = 70$ мм; $d - u_0 < a^*$, $r = 2,1$, $h = 7,5$ мм,
 $L = 200$ мм. 1 — низкотемпературная зона в сгустке ударно-сжатого газа; 2 — высокотемпературная зона; 3 — ударная волна — передняя граница сгустка; 4 — следы от торможения частиц в невозмущенном воздухе; 5 — фронт детонации ВВ; 6 — точка контакта.

Таким образом, при дозвуковом режиме соударения пластин ускорение ударной волны в канале происходит за счет проникновения частиц металла через пробку ударно-сжатого газа. При торможении в невозмущенном воздухе они формируют переднюю границу сгустка. В то же время при $u_0 > a^*$ диспергированный поток из точки контакта действует как «плоский поршень» [1], который равномерно по сечению канала выдавливает ударно-сжатый газ в сторону распространения детонации.

Различия в характере взаимодействия потока частиц из точки контакта с ударно-сжатым газом в сгустке для случаев $u_0 > a^*$ и $u_0 < a^*$ могут быть обусловлены разной интенсивностью торможения частиц в газе.

Для $u_0 > a^*$ в системе координат фронта детонации скорость частиц, вылетающих из точки контакта, $v \approx 0,5u_0 \approx 3,7$ км/с [6]. Скорость звука за фронтом передней ударной волны, распространяющейся с $D \approx 8 \div 9$ км/с [2], составляет $a \approx 2,4 \div 2,7$ км/с. Поэтому происходит околозвуковое проникновение частиц в ударно-сжатом газе (массовая скорость газа в системе координат фронта детонации $u \leq 1$ км/с).

Так как сопротивление сферического тела максимально в случае околозвукового обтекания [9], то для определения максимального времени торможения рассмотрим сверхзвуковое проникновение частиц. В этом случае перед каждой частицей на расстоянии порядка ее радиуса [1] формируется отошедшая ударная волна. Повышенное давление за фронтом этой волны приводит к торможению частицы до массовой скорости газа u . Уравнение движения частицы имеет вид

$$m \frac{dv_1}{dt} = -(p' - p) S, \quad (1)$$

где m и S — масса и площадь сечения частицы; v_1 — ее скорость (изменяется от v до u); p и p' — давление газа в сгустке и за отошедшей от частицы ударной волной. Можно предположить [1], что скорость отошедшей УВ близка к скорости частицы. Тогда из законов сохранения на фронте УВ следует

$$p' - p \approx \rho(v_1 - u)^2 \quad (2)$$

(ρ — плотность ударно-сжатого газа). Переходя в (1) к конечным разностям, подставляя (2) и учитывая, что $m = \pi d^3/6 \cdot \rho^*$, $S = \pi d^2/2$ (d и ρ^* — диаметр и плотность частиц), можно получить

$$\frac{\Delta v}{\Delta t} \approx \frac{3}{d} \frac{\rho}{\rho^*} \Delta v^2.$$

Следовательно, полное время торможения частицы до массовой скорости

газа ($|\Delta v| = v - u$):

$$\tau \sim d\rho^*/3(v-u)\rho.$$

Так как максимальный диаметр частиц (или толщина струи при $u_0 < a^*$) $d \approx 100$ мкм [7, 8], то для меди и алюминия $\tau \approx 10$ мкс. Соответственно длина канала, на которой сгусток набирает длину, достаточную для полного торможения частиц, можно оценить по формуле

$$L^* = \frac{v-u}{2} \tau \frac{\rho}{\rho_0},$$

где ρ_0 — плотность невозмущенного газа. Определяя степень сжатия ρ/ρ_0 по ударной адиабате воздуха, получим $L^* \approx 16$ см, что меньше полной экспериментальной длины канала. Поскольку в оценках не учитывалось сопротивление трения при обтекании частиц и их испарение в нагретом до температуры $(10 \div 12) \cdot 10^3$ К газе (последнее ведет к уменьшению d), то реальное время торможения частиц будет меньше τ .

Таким образом, при $u_0 > a^*$ в проведенных экспериментах поток частиц металла из точки контакта успевал полностью затормозиться в сгустке ударно-сжатого газа.

При соударении частиц с дозвуковой скоростью точки контакта ($u_0 < a^*$) скорость частиц металла относительно газа в сгустке $v - u \approx \approx 1,2$ км/с (в системе координат фронта детонации) не превышает местной скорости звука $a \approx 1,4$ км/с. Поэтому торможение обусловлено сопротивлением трения при обтекании ударно-сжатым газом. Уравнение движения частицы имеет вид

$$m \frac{dv_1}{dt} = -F. \quad (3)$$

Сила сопротивления F определяется для частицы круглой формы [9] так:

$$F = C_w S' \frac{\rho (v_1 u)^2}{2}, \quad (4)$$

где $S' = \pi d^2/4$ — лобовое сечение [9]; C_w — коэффициент сопротивления, величина которого определяется числом Рейнольдса при обтекании частицы газом ($Re = (v - u)d\rho/\mu$ [9]). Вязкость воздуха $\mu \approx 10^{-4}$ кг/(м · с) [10], поэтому $Re \approx 1 \cdot 10^4$. При таких числах Re можно принять $C_w = 0,4$ [9].

Подставляя (4) в (3) и решая полученное уравнение, аналогично (1), можно получить полное время торможения частицы до скорости $v_1 = u$

$$\tau = \frac{\rho^*}{\rho} \frac{4}{3C_w} \frac{d}{v-u}.$$

Для меди и алюминия $\tau \approx 10^{-4}$ с. Длина канала, на которой сгусток наберет расстояние, достаточное для полного торможения частиц, $L^* \approx \approx 0,5 \div 1$ м, что больше протяженности канала в экспериментах. Согласно [11], при $L \geq 1$ м ударно-сжатый газ захлопывается в полостях за точкой контакта, что приводит к эффективному уменьшению длины сгустка. Поэтому торможение частиц из точки контакта при $u_0 < a^*$, возможно, происходит на большем расстоянии, чем по результатам оценок, или вообще невозможно в связи с наступлением установившейся стадии течения с постоянной длиной сгустка, малой для торможения частиц.

Если предполагать, что при торможении в невозмущенном воздухе частица создает конусообразное возмущение (см. рис. 2, в), осевая скорость распространения которого равна скорости частицы, а перпендикулярная к направлению движения частицы — скорости звука в воздухе, то можно по фоторегистраграммам определить скорость частиц. В частности, для случая рис. 2, в в покоящейся системе координат скорость частиц достигает ~ 5000 м/с, т. е. в 1,5—1,7 раза превышает u_0 .

Таким образом, как показали проведенные оценки, при дозвуковом соударении пластин полное торможение потока диспергированных час-

тип сгустком ударно-сжатого газа может происходить на удалениях $L^* \geq 0,5 \div 1$ м. При меньших L частицы «пробивают» сгусток и тормозятся в невозмущенном воздухе (см. рис. 2, *в, г*).

При движении в сгустке ударно-сжатого газа происходит испарение частиц, так как температура газа для $u_0 > a^*$ и $u_0 < a^*$ больше температуры кипения меди и алюминия. Количество тепла, необходимого для испарения частицы массы m , можно оценить по формуле

$$Q = C^* m T^* + (\lambda + \chi) m, \quad (5)$$

где C^* — удельная теплоемкость; λ и χ — удельные теплоты плавления и испарения; T^* — температура кипения металла. С другой стороны,

$$Q = q \int_0^{\tau'} S(t) dt \quad (6)$$

(q — тепловой поток из газа к частице; τ' — полное время испарения; t — текущее время; $S(t) = \pi \xi^2(t)$ — площадь поверхности частицы; $\xi(t)$ — текущий диаметр: $\xi(\tau') = 0$, $\xi(0) = d$). Предполагая закон изменения диаметра со временем $\xi(t) = d \left(\frac{\tau' - t}{\tau'} \right)$, интегрируя (6), получим $\tau' = 3Q/\pi d^2 q$. Для Al и Cu $Q \sim 22 \pm 4 \cdot 10^{-3}$ Дж. Тепловой поток определяется формулой [12]

$$q = \text{St} \rho u H + \sigma T_*^4, \quad (7)$$

где St — число Стентона при обтекании частицы; H — энтальпия газа; σ — постоянная Стефана — Больцмана; T_* — температура торможения. Определяя St аналогично [12], величины ρ , u , H , T , M — по ударной адиабате воздуха, можно из (7) для $u_0 > a^*$ получить $q \simeq 4 \cdot 10^{10}$ Вт/м², а при $u_0 < a^*$ $q \simeq 5 \cdot 10^9$ Вт/м², для частиц с $d = 100$ мкм при $u_0 > a^*$ $\tau' \simeq 6 \cdot 10^{-5}$ с. Так как $\tau' \simeq 6\tau$, то в реальном течении интенсивно испаряется заторможенный до массовой скорости u поток металлических частиц. Для частиц с $d \leq 20$ мкм $\tau' < \tau$.

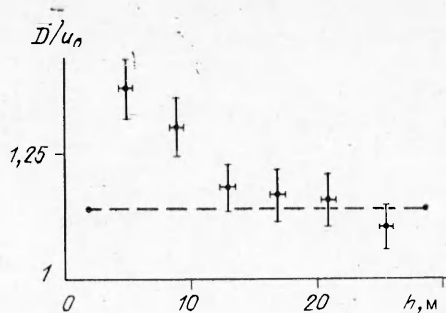
Таким образом, в случае сверхзвукового соударения пластин за фронтом передней УВ в канале реализуется двухфазное течение окисляющихся паров металла и ударно-сжатого воздуха. Последнее заключение подтверждается тем, что превышение реальной длины сгустка l над адиабатной величиной $l_0 = (D_0 - u_0)t$ (t — время процесса) нельзя объяснить простым поступлением дополнительного объема металла из точки контакта пластин. Превышение l над l_0 и D над D_0 обусловлено расширением паров металла при испарении частиц в сгустке.

Для $u_0 < a^*$ $\tau' \simeq 10\tau$, и так как полностью частицы в сгустке не тормозятся (на удалениях $\leq 0,5 - 1$ м), то время теплового воздействия нагретого газа на частицы меньше τ' . Поэтому частицы не испаряются полностью в сгустке, а превышение l над l_0 и ускорение УВ обусловлены торможением частиц металла в невозмущенном воздухе.

При анализе экспериментальных результатов обнаружено еще одно отличие течения в канале при $u_0 > a^*$ и $u_0 < a^*$, связанное с зависимостью характера процесса накопления сгустка от величины зазора. В то время как при сверхзвуковом столкновении пластин увеличение h сверх критического значения h^* приводит к прекращению накопления ударно-сжатого газа в канале (см. рис. 2, *б*), то при $u_0 < a^*$ сгусток устойчиво накапливается вплоть до $h = 25$ мм, что в 4—5 раз выше соответствующего значения h^* для сверхзвукового столкновения алюминиевых пластин.

На рис. 3 показана зависимость средней относительной скорости D/u_0 ударной волны от зазора h в канале длиной 200 мм для дозвукового столкновения алюминиевых пластин и подложки при $r = 4,5$ (аналогичная зависимость при $u_0 > a^*$ приведена в [2]). Как следует из рис. 3, с ростом h отношение D/u_0 приближается к адиабатическому значению (штриховая линия), но не уменьшается до единицы (как при $u_0 > a^*$).

Рис. 3. Зависимость D/u_0 от величины зазора h при $u_0 < a^*$.



Следовательно, при дозвуковом режиме соударения пластин влияние струеобразования с ростом h уменьшается, и течение начинает соответствовать модели «плоского поршня», вдвигающегося в канал со скоростью детонации u_0 . Стабильное накопление ударно-сжатого газа в случае $u_0 < a^*$ при $h > h^*$ для сверхзвукового режима объясняется, по-видимому, отсутствием протекания газа за линию контакта и устойчивостью последней в отличие от случая $u_0 > a^*$, где линия контакта теряет устойчивость из-за колебаний метаемой пластины при $h \geq h^*$ [3].

Эксперименты показали, что при до- и сверхзвуковом режимах течения увеличение угла соударения β пластин ведет к росту длины сгустка в канале. Последнее может быть обусловлено увеличением потока частиц из точки контакта с ростом β [5—7].

При $u_0 < a^*$ материал пластин не влияет на l . В то же время в случае $u_0 > a^*$ длина сгустка при столкновении пластин из Al была больше, чем для медных пластин. Последнее может быть объяснено большими прочностью и вязкостью меди по сравнению с алюминием, что снижает эффективность струеобразования [6, 7].

Скорость УВ в канале в начале процесса накопления сгустка уменьшается от $(1,5-2) u_0$ до значений, близких к D (см. рис. 3, а также [2]). Продолжительность «нестационарной» стадии составляет 5—15 мкс и определяется, как и величина D , зазором h .

Таким образом, в работе показано, что при столкновении пластин с образованием диспергированного потока частиц из точки контакта в сгустке ударно-сжатого газа выделяются две зоны: высокотемпературная (непосредственно за передней ударной волной) и низкотемпературная, существование которой вызвано распылением частиц в газе. При этом, если $u_0 > a^*$ частицы полностью тормозятся в сгустке, после чего испаряются. Ускорение передней УВ вызвано расширением в сгустке ударно-сжатого газа паров металла. В случае $u_0 < a^*$ частицы пробивают сгусток с последующим торможением в невозмущенном воздухе, формируя таким образом УВ в канале. Устойчивое накопление сгустка газа происходит вплоть до зазоров, в 4—5 раз превышающих критический для $u_0 > a^*$, когда накопление прекращается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ишуткин С. Н., Кирко В. И., Симонов С. А. Тепловое влияние ударно-сжатого газа на поверхность сталкивающихся пластин // ФГВ.— 1980.— 16. № 6.— С. 69.
2. Васильев С. М., Кирко В. И. Исследование процесса формирования газодинамического течения в условиях остроугольной геометрии сталкивающихся пластин // Там же.— 1985.— 21, № 1.— С. 88.
3. Vasilyev S. M., Kirko V. I. Conditions of shock-compressed gas thromb build-up in high-velocity collision of plates // The 10th Int. Conf. on High Energy Rate Fabrication.— Ljubljana (Yugoslavia), 1989.
4. Knoepfel П., Kroegler H., Luppi R. et al. Generation and switching of magnetic energies in the Megajoule Range by explosive systems // The Review of Sci. Instruments.— 1960.— 40, N 1.— P. 60.
5. Chou P. C., Carleone J., Karpp R. R. Criteria for jet formation from impinging shells and plates // Appl. Phys.— 1976.— 47, N 7.— P. 2975.
6. Кинеловский С. А., Тришкин Ю. А. Физические аспекты кумуляции // ФГВ.— 1980.— 16, № 5.— С. 26.
7. Дерибас А. А., Захаренко И. Д. О поверхностных эффектах при косых соударениях металлических пластин // Там же.— 1974.— 10, № 3.— С. 409.

8. Захаренко И. Д. Сварка металлов взрывом.— Минск: Наука и техника, 1990.
9. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: ИЛ, 1956.
10. Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы/Под ред. С. Л. Полака.— М.: Наука, 1971.
11. Кудинов В. М., Коротцев А. Я. Сварка взрывом в металлургии.— М.: Металлургия, 1978.
12. Ишуткин С. Н., Кирко В. И., Пак Н. И. Численное исследование воздействия газового потока на поверхность сталкивающихся пластин // ФГВ.— 1974.— 17, № 1.— С. 151.

г. Красноярск

Поступила в редакцию 21/III 1991

УДК 532.593

*А. Ю. Долгобородов, И. М. Воскобойников, И. К. Толстов,
А. В. Судариков*

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В СМЕСЯХ

Экспериментально исследовано распространение ударных волн в двухкомпонентных смесях, сильно отличающихся по плотностям материалов. Обнаружены особенности, связанные с установлением гидродинамического равновесия за ударным фронтом. Наблюдался процесс размывания ударной волны, зависящей от соотношения сжимаемостей и плотностей компонентов, объемного содержания и дисперсности частиц тяжелого компонента и вязкости легкого.

В работе исследовалось ударно-волновое сжатие бинарных смесей из компонентов с сильно отличающимися плотностями и сжимаемостями. Интерес к исследованию бинарных смесей связан как с решением некоторых технических задач, так и поиском путей определения динамической сжимаемости веществ, для которых изготовление малопористых образцов сопряжено с большими техническими трудностями. При этом предполагается возможность пересчета ударной адиабаты смеси, приготовления образцов из которой проще, на ударные адиабаты компонентов.

В большинстве опубликованных работ ударные адиабаты смесей находились на основе измерений скоростей ударных волн D в образцах при известных параметрах волн в экранах перед образцами или скоростях ударников. Интерпретация первичных данных была такой же, как при нахождении ударных адиабат однородных веществ (см., например, [1—3]). При этом не проверялась и, как правило, даже не рассматривалась возможность существования особенностей в распределении массовых скоростей за фронтами волн из-за различия плотности и сжимаемости веществ частиц различных компонентов. Хотя ударные адиабаты многих смесей удавалось с приемлемой точностью рассчитывать по известным ударным адиабатам компонентов без рассмотрения каких-либо особенностей сжатия смесей, справедливость такого подхода неочевидна для смесей из сильно отличающихся по плотностям компонентов. В зависимости от содержания и дисперсности компонентов смеси можно ожидать появления особенностей в течении вещества за фронтом волны.

При малых содержаниях плотного компонента с невысокой дисперсностью частиц и наличии градиента скоростей между частицами легкий компонент может достаточно легко обтекать плотные частицы, постепенно вовлекая их в поток. При большом объемном содержании плотного компонента с образованием его частицами каркасной системы более вероятно многократное сжатие легкого компонента с затрудненной фильтрацией через каркасную систему. Достижение гидродинамического и теплового равновесия между компонентами за фронтом волны может происходить за времена, сравнимые с временами наблюдения процесса.

Случай с малым содержанием плотного компонента в известной степени смоделирован в [4] при помещении отдельных крупных частиц тя-