

однородная деформация трубы вплоть до торможения на обойме при $\epsilon = 200\%$, что определялось по остаточной толщине образца.

На основании проведенной работы можно сделать следующие выводы.

1. В условиях взрывного нагружения трубчатых образцов армко-железа критические условия для развития адиабатического сдвига достигаются при значительно более жестких нагружениях ($\dot{\epsilon} \approx 5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, $\epsilon \approx 150\%$), чем в сталях. Видимо, это связано с большим значением коэффициента деформационного упрочнения у мягкого железа.

2. В меди при высокоскоростном растяжении с $\dot{\epsilon} = 4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ и $\epsilon = 200\%$ не достигнуты условия для зарождения адиабатического сдвига.

3. В крупнокристаллической меди наблюдался необычный механизм деформации — зарождение и рост макроскопических пор на тройных стыках зерен.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rogers H.G. Adiabatic plastic deformation // *Ann. Rev. Mater. Sci.* — 1979. — 9. — P.283—311.
2. Могилевский М.А., Булгаков В.В., Кормачев А.Д. Критические параметры нагружения для развития адиабатического сдвига в сталях. // *Обработка материалов импульсными нагрузками.* — Новосибирск: СКБ ГИТ, 1990. — С. 126—133.
3. Bai Y.L. Evolution of thermo-visco-plastic shearing // *Inst. Phys. Conf., Ser. 102, Session 3, Mech. Prop. Materials at High Rates of Strain.* — Oxford. — 1989. — P. 99—110.
4. Конева Н.А., Шаркеев Ю.П. и др. Поверхностная картина скольжения и механизмы деформации гцк сплавов // *Физика и технология упрочнения поверхности металлов.* — Л.: ФТИ, 1985. — С. 79—85.
5. Могилевский М.А., Бушнев Л.С. Последовательность развития деформационной структуры в алюминии и меди при ударно-волновых нагружениях до 50 и 100 ГПа // *ФГВ.* — 1990. — 26, № 2. — С. 95—102.
6. Lindholm U.S. et al. Large Strain, High Strain Rate Testing of Copper // *Trans. ASME.* — 1980. — 102. — P. 376—382.
7. Bochniak W. Microstructural and Macroscopic Strain Localization in Copper Single Crystals Rolled at Different Temperatures // *Z. Metallkde.* — 1988. — 79, N 12. — P. 788—795.
8. Нестеренко В.Ф., Лазариди А.Н., Першин С.А. Взрывная обработка толстостенной медной оболочки // *ФГВ.* — 1989. — 25, № 4. — С. 154—155.

630090, г. Новосибирск
ИГиЛ СО РАН

Поступила в редакцию 11/VI 1993,
после доработки — 16/XI 1993

УДК 532.529

А.В. Федоров

СТАЦИОНАРНАЯ УДАРНАЯ ВОЛНА В ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ СМЕСИ ГАЗА И ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ С УЧЕТОМ ПЛАВЛЕНИЯ

Дан анализ различных типов ударных волн в смеси газа и твердых частиц с учетом их плавления и реального вида кинетического уравнения плавления. Течение смеси равномерно по скоростям, неравномерно по температурам конденсированной и газовой фаз. Численные расчеты подтвердили существование предсказанных типов течений смеси, выявили, в частности, течение с солитоноподобным распределением температуры газа.

В [1] изучена проблема стационарного распространения ударной волны (УВ) в смеси газа и мелких частиц в рамках односкоростного однотемпературного течения при учете неравновесного плавления твердых частиц. Рассматривались УВ умеренной интенсивности, когда в уравнениях теплообмена между фазами можно пренебречь некоторыми членами, ответственными за теплообмен между жидкой и твердой фазами, теплопоглощением за счет фазового перехода (см. [2]). Упрощения, возникающие в рамках этих предположений, приводили к простейшему виду кинетических уравнений

© А.В. Федоров, 1994.

теплообмена между фазами [2]. Ниже, в отличие от [1, 2], используется двухтемпературная модель распространения УВ в точной постановке.

Физико-математическая постановка и решение задачи о структуре УВ в смеси

Сведение задачи к динамической системе на плоскости. Уравнения, описывающие стационарное распространение УВ в смеси с учетом плавления дискретной фазы, имеют вид

$$\begin{aligned} \rho u &= c_1, \quad p + c_1 u = c_2, \quad h + \xi_1 u^2 / 2 = c_3, \\ \rho_2 u c_{v2} \frac{dT_2}{dx} &= q_{12} + Lu \frac{d\xi_3}{dx}, \\ u \frac{d\xi_3}{dx} &= -3\xi_3 \frac{T_2 - T_0}{T_0 \tau_3}, \quad p = \rho R T_1, \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ , u , p — средняя плотность, скорость и давление в смеси; $h = h(T_1, T_2, \xi_3) = \xi_1 c_{p1} T_1 + c_{v2} T_2 - i \xi_3$ — теплосодержание; T_i , ξ_i , c_{vi} — температура ($T_2 = T_3$), средняя массовая концентрация, удельная теплоемкость при постоянном объеме i -й фазы; c_{p1} — удельная теплоемкость при постоянном давлении газа; $c_{v2} = a c_{v1}$; $a = \xi_2 + \xi_3 = \text{const}$; L — скрытая теплота фазового перехода; индексом нуль отмечено начальное равновесное состояние перед фронтом УВ; $q_{12} = \xi_2 \rho c_{v2} \frac{T_2 - T_1}{\tau_{12}}$ — функция, описывающая теплообмен между первой и конденсированной (к-фазой) фазами; τ_{12} , τ_3 — времена релаксации температур и неравновесного плавления; $\bar{R} = \xi_1 R$; $R = c_{p1} - c_{v1}$; $i = 1$ — газ, $i = 2$ — жидкость, $i = 3$ — твердая фаза.

В качестве представлений τ_{12} , τ_3 можно принять

$$\tau_{12} = \frac{2}{3} \frac{r_2^2 \rho_{22} c_{v2}}{\lambda_1 \text{Nu}_{12}}, \quad \text{Nu}_{12} = 2,$$

где λ_1 — коэффициент теплопроводности газа, окружающего частицу; r_2 — радиус жидкой капли; ρ_{22} — истинная плотность жидкого расплава; Nu_{12} — число Нуссельта. Для τ_3 использовалось оценочное представление (3.21) из [3], обработанное в соответствии с принятым линейным по радиусу частицы законом роста толщины расплавленной пленки.

Систему уравнений (1) сведем к виду, удобному для дальнейшего исследования:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dx} &= A(u, \xi_2) = - \frac{\xi_2 h_{T2} p_{T1}}{a h_{T1} \rho \Gamma} \frac{T_2 - T_1}{\tau_{12}(u^2 - c_f^2)}, \\ \frac{d\xi_3}{dx} &= \bar{B}(u, \xi_3) = -3\xi_3 \frac{T_2 - T_0}{T_0 \tau_3 u}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь h_{T1} , h_{T2} , p_{T1} — частные производные от соответствующих функций по текущим параметрам, причем из (1) нетрудно получить явные выражения этих параметров через (u, ξ_3) .

В (2) введена величина $\Gamma = 1 - \xi_1 \nu p_{T1} / h_{T1}$, предел которой при $\xi_1 \Rightarrow 1$ есть $\gamma_1^{-1} = c_{p1} / c_{v1}$. Здесь же определим $\Gamma_e = 1 - \xi_1 p_{T1} / h_T$ (h — функция от (T, ξ_3) при условии $T_1 = T_2 = T$). Величина Γ_e участвует в определении равновесной скорости звука $c_e^2 = -\sigma^2 p_o / \Gamma_e$, а замороженная скорость звука определяется как $c_f^2 = -\sigma^2 p_o / \Gamma$.

Покажем, что для (2) корректна постановка краевой задачи на $\pm \infty$, причем на $-\infty$ задано начальное состояние, а на $+\infty$ — конечное, отмеченное индексом к.

Вид системы (2) позволяет установить некоторые полезные качественные следствия: если в дозвуковом течении температура газа выше, чем у частиц, то смесь тормозится, а в сверхзвуковом — разгоняется; при температуре к-фазы, большей равновесного значения, относительная массовая концентрация твердых частиц убывает.

Замороженное и конечное равновесное состояние аэрозвеси. Условия на замороженной УВ имеют вид

$$\begin{aligned} c_{p1}T_1 + u^2/2 = c_{31}, \quad p + c_1u = c_2, \quad \rho u = c_1, \\ p = \bar{R}T_1\rho, \quad \xi_i = \xi_{i0}, \quad i = 1, 2, 3, \quad T_i = T_{i0} = T_0 \end{aligned} \quad (3)$$

и приводятся к одному уравнению, позволяющему найти состояние за замороженной УВ:

$$\left(1 - \frac{2\gamma_1}{\xi_1(\gamma_1 - 1)}\right) \frac{u^2}{2} + \frac{\gamma_1}{(\gamma_1 - 1)\xi_1} c_{21}u - c_{21} = 0, \quad c_{21} = c_2/c_1. \quad (4)$$

Выражение (4) имеет два корня u_0 ; \tilde{u} — скорость смеси за фронтом замороженной УВ. Этим и определяется состояние смеси, т.е. величины $\tilde{p}, \tilde{\rho}, \tilde{T}_1$. Температура газа, давление и плотность смеси возрастают, а температура к-фазы остается постоянной, что представляется естественным. Достигается это за счет пренебрежения членами, описывающими изменения кинетической энергии, работы сил давления при изменении среднего удельного объема дискретной фазы в соответствующих законах сохранения энергии.

Условия на равновесной УВ в случае полного плавления ($\xi_3 = 0$) определяются из уравнений

$$\bar{c}_p T_1 + \xi_1 u^2/2 = \bar{c}_p T_0 + \xi_1 u_0^2/2 - L\xi_{30} = c_3, \quad p + c_1 u = c_2, \quad \rho u = c_1, \quad p = \bar{R}\rho T_1,$$

которые приводятся к одному виду (4), где вместо γ_1 используется γ_e , вместо $c_{31} - c_3$. Его корень $u = u_k$ определяет конечное равновесное состояние полного расплавления ($\xi_k = 0$), причем температуры фаз одинаковы.

Собственные числа матрицы Якоби системы (2). Введем характерные линейные размеры системы

$$\begin{aligned} x_{12} = \frac{h_{T2}\tau_{12}u}{\xi_2 c_{v2}} = \frac{u\tau_{12}}{\xi_2}, \quad \zeta_i = \frac{\xi_i}{\xi_2 + \xi_3} = \frac{\xi_i}{a}, \\ x = -\frac{h_{T2}T_0\tau_3 u}{3\xi_3 h \xi_3} = \frac{\xi_2}{3\xi_3} \frac{\tau_3 u}{(L/c_{v2}T)}, \end{aligned}$$

где ζ_i — фазовая насыщенность i -й фазы, $i = 2, 3$. Обозначим $G = \frac{h_T \Gamma(u^2 - c_2^2)}{h_{T1} \Gamma(u^2 - c_1^2)}$, тогда собственные числа матрицы Якоби λ найдем из уравнения для $\eta = \lambda x_{12}$:

$$\eta^2 + (y - G)\eta - (1 - G)y = 0, \quad y = x_{12}/x.$$

Рассмотрим варианты начальных и конечных состояний: 1) $u \leq c_e$, 2) $c_e < u < c_f$, 3) $u > c_f$.

В первом случае $G > 0$, $D = (y + G)^2 + 4(1 - G)y = (y - G)^2 + 4y > 0$. Знак $1 - G$ определяется знаком выражения $(\Gamma c_f^2 - u)/(u^2 - c_f^2) < 0$. Отсюда собственные числа одного знака, оба отрицательны, особая точка — узел, устойчивый на $+\infty$.

Во втором случае $G < 0$, собственные числа различных знаков, особая точка — седло.

В третьем случае $G > 0$, $1 - G < 0$, особая точка — узел, устойчивый на $+\infty$.

На основании данных исследований, используя лемму о монотонности скорости [4], можно доказать:

У т в е р ж д е н и е. Если скорость смеси в начальном состоянии u_0 такова, что $u_0 \in (c_s, c_f)_0$, то решение задачи о структуре УВ существует в классе дисперсионных волн; при $u_0 > c_{f0}$ решением является замороженная УВ с данными Коши, определяемыми по (3).

Обсуждение результатов численных расчетов

Численные расчеты в зависимости от поведения температуры газа выявили течения в замороженной УВ трех типов (ср. с [2, 3]):

1) температура газа за фронтом ЗУВ монотонно возрастает, причем $T_k > T$, где T_k — значение температур фаз в равновесном состоянии за фронтом волны;

2) температура газа немонотонна, причем может быть как $\bar{T} > T_k$ (вплоть до обращения T_k в T_0 , тип 2.1), так и $\bar{T} < T_k$, тип 2.2;

3) температура газа монотонно убывает за фронтом УВ, возможно вплоть до $T_k = T_0$.

Опишем общую для этих видов движения картину. Газ тормозится в лидирующей скачке, и за счет обмена теплом между фазами частицы начинают плавиться. Зона релаксации температур и фазового перехода разбивается на две области (зоны I и II). В зоне I, примыкающей непосредственно к скачку, частицы расплавляются, и затем полностью жидкие капли металла продолжают нагреваться за счет конвективного теплообмена с газовой фазой. Температуры фаз выравниваются к концу зоны II, и конечное состояние смеси характеризуется равенством температур. Ниже приведены размеры области I в зависимости от времен релаксации ($\tau_{12} = 10^{-3}$), τ_3 .

Вариант	τ_3	L_{ξ_3}	L_{T_2}
0	10^{-4}	1,1	1
1	10^{-3}	1,1	0,9
2	10^{-2}	1,3	0,5
3	10^{-1}	2,1	0,1

Здесь L_{ξ_3} — длина зоны ($\xi_{3k} \approx 0$); L_{T_2} — длина области ($T_2 \approx T_0$). Видно, что при изменении времени релаксации плавления ($\tau_3 = 10^{-4}, 10^{-3}$) величина L_{ξ_3} остается постоянной, наступает насыщение. С ростом τ_3 область, в которой проходит плавление, естественно, увеличивается. А размер зоны, где температура к-фазы остается постоянной (L_{T_2}), коррелирует при малых τ_3 с L_{ξ_3} . С ростом τ_3 она уменьшается. Частицы успевают нагреться за счет теплообмена с газом быстрее, чем расходовать энергию на фазовый переход. Зона выравнивания температур с постоянными при данных расчетах τ_3 остается при этом неизменной, ее длина ~ 5 .

Опишем локальное поведение параметров в замороженной УВ. В вариантах 0,1 в области I температура частиц после завершения процесса плавления близка к начальной. Энергия, поглощаемая к-фазой из системы газ — частицы, в области II больше не расходуется, и происходит резкий скачок температуры к-фазы. Переход к «срывной» температуре (т.е. температуре, до которой нагревается к-фаза после завершения плавления) с ростом

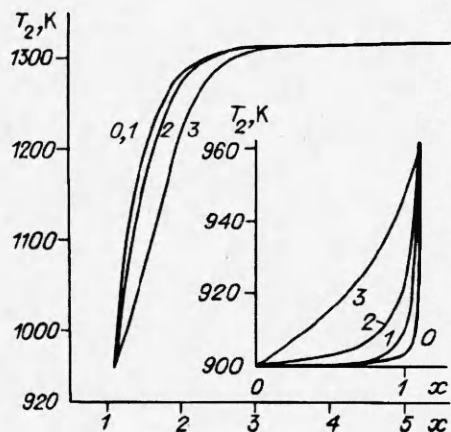


Рис. 1.

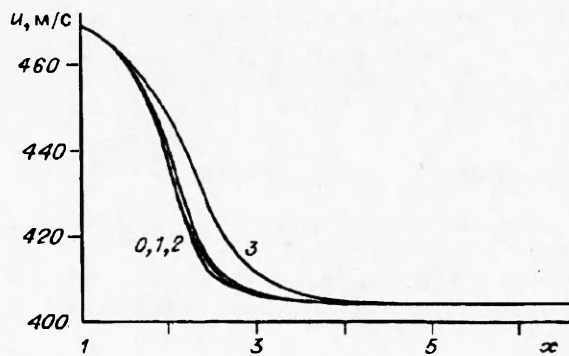


Рис. 2.

τ_3 происходит более плавно (рис. 1, 2, 3). Отметим, что все четыре температурные профили пересекаются в точках, которые близки между собой. После пересечения упорядоченность профилей меняется. Кроме того, температуры во второй области для вариантов 0—2 отличаются слабо, что свидетельствует о наступлении

равновесного течения в конце зоны релаксации при $\tau_3 \leq 0,1$.

Такие параметры, как скорость движения и относительная массовая концентрация твердой фазы, также показывают, что варианты 0—2 слабо отличаются друг от друга. В частности, на рис. 2 приведено распределение скорости в зависимости от пространственной переменной. Видно, что профили скорости для вариантов 0—2 близки, а течение с распределенным отводом энергии тормозится более плавно (рис. 2, 3).

Температура газовой фазы для этих типов течения приведена на рис. 3. В первой области интенсивное торможение смеси приводит к росту температур газа, несмотря на поглощение теплоты фазового перехода и теплообмен с частицами. Во второй области торможение не столь интенсивное (профили скоростей на рис. 2 более пологие), газ остывает, жидкие капли нагреваются до уровня $T_2 = T_1 = T_k < \bar{T}$ (течение типа 2). При $\tau_3 \leq 0,1$ устанавливаются и профили температур. Описанные расчеты проведены при $m_{30} = 9 \cdot 10^{-5}$, $m_{20} = 10^{-5}$, теплофизические характеристики фаз (ксенон и алюминий) даны в [2].

Увеличим объемную концентрацию частиц: $m_{30} = 10^{-4}$, $m_{20} = 2 \cdot 10^{-5}$. Поведение температур фаз (вариант 3, рис. 4, б) меняется. В частности, температура газа начинает монотонно убывать, вначале довольно медленно, поскольку торможение смеси в голове волны слабое (ведь плотность фазы в этом случае больше). Тепло, возникающее за счет торможения газа, расходуется на плавление частиц, поэтому газ остывает. Как видно на рис. 4, в области I температура к-фазы остается постоянной, а затем релаксирует к конечному равновесному значению. Фиксируя прежнюю объемную концентрацию частиц, увеличим значение латентной теплоты течения (рис. 4, 7). Это приведет к тому, что скорость газа в конечном равновесном состоянии станет меньше, чем у течения, представленной кривой 7, поскольку часть кинетической энергии используется на фазовый переход.

Температура газа в конечном состоянии опускается до значения температуры в начальном состоянии $T_k = T_{2k} = T_0$. Вторая пара графиков (кривые 7) изображает это поведение. Температура частиц представлена в виде прямой $T_2 = T_0$. В действительности же изменения температуры частиц порядка долей процента, что не может быть замечено в масштабе рис. 4. Такое поведение обусловлено тем, что силы УВ недостаточно для расплавления частиц металла за ее фронтом. Полного плавления не проис-

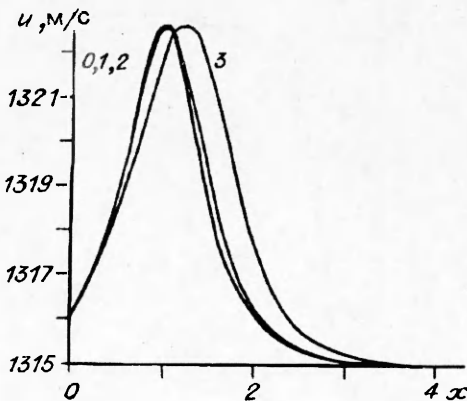


Рис. 3.

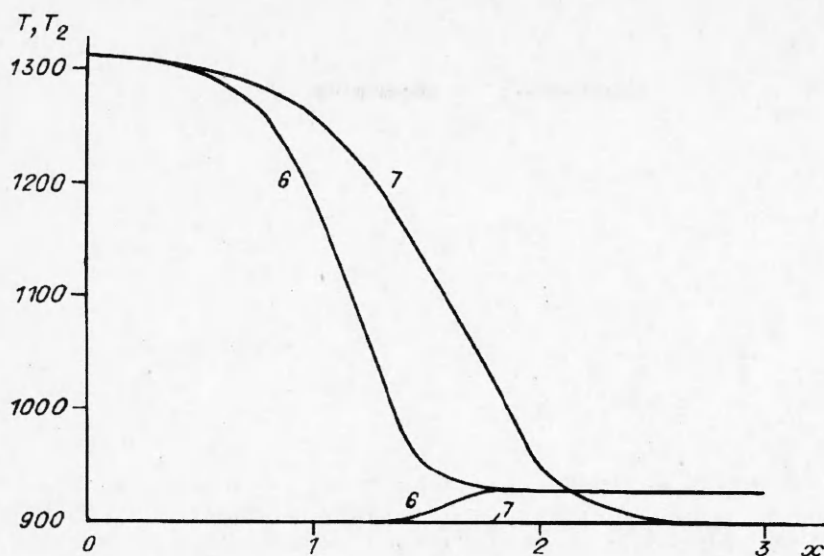


Рис. 4

ходит, и к-фаза представляет собой твердое ядро, покрытое жидкой пленкой. Фазовый переход останавливается при достижении фазами температуры равновесия T_0 .

Фиксируя L и увеличивая m_{30} , можно добиться того же результата, когда, начиная с некоторого m_{30*} , частицы не расплавляются полностью, и после окончания процесса фазового перехода движется твердое ядро с жидкой пленкой.

Далее численно исследовано поведение дисперсионных УВ. Рассмотрены течения при следующих значениях параметров: $m_{30} = 9 \cdot 10^{-6}$, $m_{20} = 10^{-6}$, $\tau_{12} = 10^{-3}$, $\tau_3 = 10^{-3}$ (вариант 2); $\tau_{12} = 10^{-3}$, $\tau_3 = 10^{-2}$ (вариант 3); $\tau_{12} = 10^{-3}$, $\tau_3 = 10^{-1}$ (вариант 4); $\tau_{12} = 10^{-3}$, $\tau_3 = 1$ (вариант 5). Типичная УВ обладает следующей структурой. Температуры фаз непрерывно изменяются от начального значения T_0 до конечного T_k . В первой области зоны течения частицы также могут сохранять постоянную температуру, равную начальной. Эта область растет в размерах по мере увеличения времени релаксации плавления. На рис. 5 приведены соответствующие профили температур. Видно, что течения с временами релаксации плавления 0,001 и 0,01 слабо отличаются по температуре газа. С ростом τ_3 газ нагревается более медленно. Если для вариантов 2, 3 в первой зоне температура к-фазы мало отличается

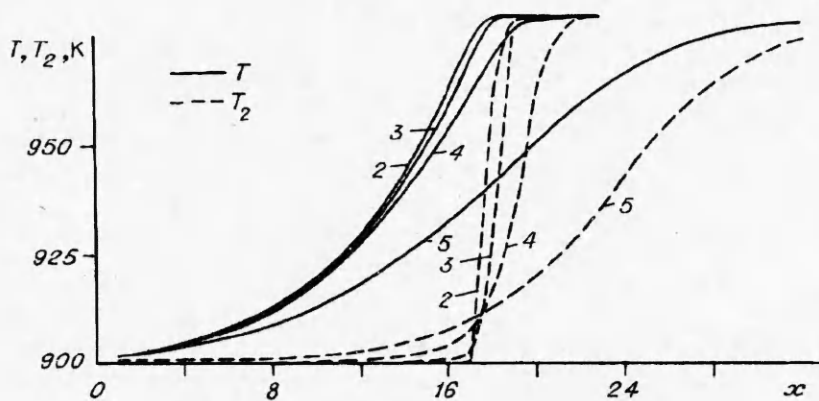


Рис. 5.

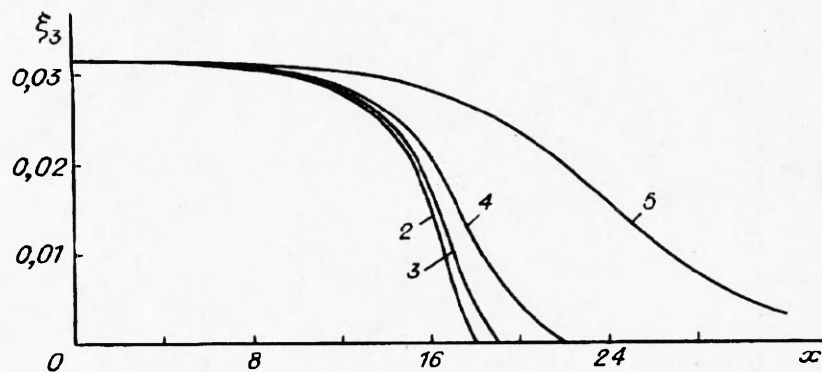


Рис. 6.

от T_0 , то при замедленном фазовом переходе (варианты 4, 5) частицы успевают нагреться. Поскольку концентрация частиц мала, то имеет место первый тип течения с монотонным поведением термодинамических параметров.

Фазовый переход в голове дисперсионной УВ (течения 2, 3, 4) является квазизамороженным; ξ_3 до точки $x = 8$ меняется слабо, и лишь в хвосте волны происходит резкое изменение относительной массовой концентрации (рис. 6).

Увеличим при фиксированных прочих параметрах начальную концентрацию твердых частиц. Поскольку при изменении содержания частиц меняются значения c_{s0} , c_{f0} , то скорость УВ не может оставаться постоянной, когда m_{30} меняется в широких пределах. Поэтому последующий эффект не есть следствие одного лишь изменения m_{30} .

Итак, при увеличении m_{30} наблюдается смена типа течения в дисперсионной УВ. Температура газа приобретает характерный солитоноподобный вид (рис. 7, $m_{20} = 2 \cdot 10^{-6}$), температура частиц остается примерно постоянной ($T_2 = T_0$). Характерные параметры течения смеси в дисперсионной УВ при изменении m_{30} , m_{20} приведены в таблице, где T_{max} , T_{2max} — максимальные температуры газа и к-фазы в волне, δ — степень превращения в волне, ξ_k — относительная массовая концентрация в конечном равновесном состоянии волны. Так же как и в случае замороженной УВ, здесь сила УВ мала для плавления столь значительной массы твердых частиц. Поэтому вся внутренняя энергия газа уходит на фазовый переход, и температура непрерывной фазы опускается до начального уровня. Переход к данному типу течения с солитоноподобным профилем температуры осуществляется через течение с немонотонной температурой, но с выходом на стационарное состояние с полным плавлением и $T_k = T_{1k} = T_{2k} > T_0$.

Течение в дисперсионной УВ этого вида получается при фиксированной доле частиц в смеси, но увеличении теплоты фазового перехода. Так, при $m_{30} = 2 \cdot 10^{-5}$, $m_{20} = 2 \cdot 10^{-6}$, $L/10^5 = 4, 5$ и 6 профиль температуры немонотонный с точкой локального максимума и $T_k = T_0$. Течение с теми же m_{20} , m_{30} и $L/10^6 = 1$ принадлежит второму типу с неполным проплавлением.

Таким образом, в работе выведены условия существования и рассчитаны структуры дисперсионных и замороженных УВ трех типов с возможными полным и час-

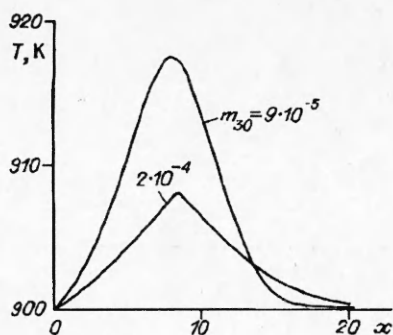


Рис. 7.

$m_3 \cdot 10^5$	T_{max} , K	T_{2max} , K	c_p , м/с	c_f , м/с	u_0 , м/с	ξ_k	δ , %	Тип профиля температуры
1	976,7	976,7	471,7	482,4	480,4	0	100	Монотонный
2	952,4	952,4	443,7	482,4	456,6	0	100	»
3	939,9	900,2	405,3	454	421,7	0,0172	86	Немонотонный
5	933,6	900	391	442,5	408	0,0594	61	»
9	917,5	900	344,3	395,2	361,7	0,1895	21	»

тичным плавлением частиц. Указано, что управляющими параметрами для этого могут являться начальное содержание твердой фазы и теплота фазового превращения.

Работа выполнена в соответствии с грантом по фонду Сороса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров А.В., Фомин В.М. Структура ударной волны в смеси газа и плавящихся частиц // ПМТФ. — 1986. — № 2. — С. 133—138.
2. Федоров А.В. Математическое моделирование движения аэрозвеси с учетом неравновесного плавления/кристаллизации. — Новосибирск, 1992. — 35 с. — (Препринт/АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теорет. и прикл. механики, № 4—92).
3. Любов Б.Я. Теория кристаллизации в больших объемах. — М.: Наука, 1975. — 256 с.
4. Clarke J.F., Rodgers J.B. Shock waves in a gas with several relaxing internal energy modes // J. Fluid Mech. — 1965. — 21, P. 4.

630090, Новосибирск,
ИТПМ СО РАН

Поступила в редакцию 28/IV 1993

УДК 539.63

С.С. Бацанов, М.Ф. Гоголя, М.А. Бражников,
Г.В. Симаков, И.И. Максимов

ПОВЕДЕНИЕ РЕАГИРУЮЩЕЙ СИСТЕМЫ Sn + S В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Настоящая работа продолжает цикл исследований по изучению поведения системы Sn + S в УВ. Для этого проведено экспериментальное определение ударной адиабаты практически беспористых образцов и расширен диапазон давлений при пирометрических измерениях.

Временной режим протекания химической реакции при ударном сжатии в ампулах сохранения впервые изучался на системе Sn + S [1]. Развитие термпарного метода позволило сократить временное разрешение с 10^{-1} до 10^{-4} с и показать, что химическое превращение завершается быстрее чем за 10^{-4} с [2, 3]. Дальнейшее увеличение временного разрешения в данном методе затруднено из-за механического разрушения пленочных термпар в ходе ударно-волнового воздействия на вещество. Более перспективен в этом плане метод оптической пирометрии [4], применение которого для изучения стехиометрических смесей порошков Sn + S при ударном нагружении показало, что в диапазоне давлений $p = 24 \div 40$ ГПа за время ~ 50 нс уже заметно протекание реакции [5].

Аналогичные оценки сделаны в работе [6], где изучалась ударная сжимаемость смеси Sn + S. Сравнение полученных результатов с расчетом позволило авторам сделать вывод, что синтез SnS происходит вблизи фронта ударной волны (УВ) при $p > 15$ ГПа за время 50—100 нс. В [6] ударная адиабата определялась для образцов с пористостью $\sim 8\%$ модифицированным методом отражения при использовании результатов измерения давления манганиновыми датчиками.

© С.С. Бацанов, М.Ф. Гоголя, М.А. Бражников, Г.В. Симаков, И.И. Максимов, 1994.