

ны, движущиеся с той же скоростью. Теоретический анализ возможных ситуаций для различных случаев симметрии с образованием в потоке вторичных ДВ и горения в упрощенной постановке приведен в [13, 14].

Имеется экспериментальное подтверждение существования подобных стационарных многофронтовых режимов сгорания горючей смеси, содержащей частицы Al [15], когда за первым фронтом газовой детонации следует на некотором расстоянии второй скачок, за которым происходит интенсивное горение частиц.

На рис. 4 приведены результаты расчетов по воспламенению частиц Al за ударными волнами. Рассматривалось распространение УВ в воздухе ($C_{ox} = 0,21$) с $\gamma = 1,4$ за фронтом УВ. Начальные параметры газа: $p_0 = 10^5$ Па, $T_0 = 293$ К. Увеличение σ_0 ведет к более сильному начальному росту температуры в области течения за УВ, что уменьшает время индукции воспламенения. С увеличением скорости УВ время индукции уменьшается (см. рис. 4, 1).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Е. Медведев, А. В. Федоров, В. М. Фомин. ФВГ, 1984, 20, 2.
2. В. М. Гремячкин, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1975, 11, 3.
3. В. М. Гремячкин, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1979, 15, 1.
4. А. Е. Медведев, А. В. Федоров, В. М. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 3.
5. Е. А. Афанасьева, В. А. Левин. Хим. физика, 1984, 3, 9.
6. Ю. М. Григорьев, Ю. А. Гальченко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1973, 9, 2.
7. А. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
8. А. Е. Стернин. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974.
9. А. Я. Лукин, А. М. Степанов. ПМТФ, 1984, 3.
10. Марштейн. ВРТ, 1965, 11.
11. И. М. Корценштейн. Канд. дис. М., 1979.
12. В. А. Куликовский. Изв. АН СССР. МЖГ, 1985, 4.
13. Е. А. Афанасьева, В. А. Левин. Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, 2.
14. А. А. Афанасьев, Е. А. Афанасьева, В. А. Левин. — В кн.: Неравновесные течения газа с физико-химическими превращениями. М.: Изд-во МГУ, 1986.
15. В. Veysiere. Contribution e l'etude de la structure des detonations les melanges gazeux expositifs contenant une suspension de particules solides reactives. Universite de Poitiers, 1985.

Поступила в редакцию 22/IV 1986

УДК 534.222.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ЛИТОМ ТРОТИЛЕ ДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ. II. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА И ОБОБЩЕННОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

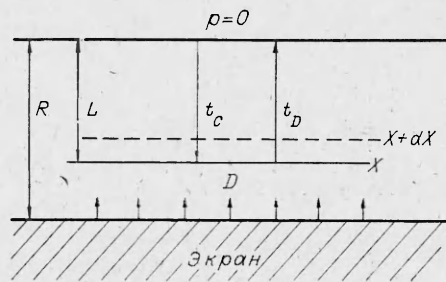
А. А. Воробьев, В. С. Трофимов, К. М. Михайлюк,
А. Н. Королев, О. Н. Журанская

(Черноголовка)

Данная публикация завершает начатое в [1] исследование. Основная его цель состоит в определении зависимостей скорости звука s и обобщенной кинетической характеристики процесса разложения литого тротила P от термодинамических характеристик течения — давления p , удельного объема v , его производной по времени dv/dt и удельной внутренней энергии E , реализуемых за фронтом ударной волны (УВ).

Методика проведения измерений в основном описана в [1], а предварительные результаты сообщались в [2]. В настоящей работе приведены основные экспериментальные данные и проведен процесс восстано-

Рис. 1. Схема проведения измерений для определения мгновенной скорости звука.



ления по этим данным искомым зависимостей

$$c(p, v, E), \quad (1)$$

$$\dot{P}(p, v, E, dv/dt). \quad (2)$$

В эксперименте измеряются следующие величины: профили массовой скорости в различных сечениях X образца, т. е. $u(X, t)$ и времена t_D и t_c , по которым рассчитываются скорости детонации и звука. Процесс восстановления зависимостей (1) и (2) по этим данным проведен в два этапа. На первом восстанавливались профили p, v, E, c и $\dot{P}(X, t)$. Этот массив данных, очевидно, уже представляет искомые зависимости (1) и (2) в табличном виде. На втором этапе функции (1) и (2), заданные в виде массивов данных, аппроксимировались в аналитическом виде.

Определение скорости звука

Согласно [3], слабый разрыв в среде распространяется с замороженной скоростью звука. Здесь и далее рассматривается замороженная лагранжева скорость звука

$$c_{\pi} = v_0 \cdot \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{s, \alpha}},$$

где s — энтропия; α — переменная, характеризующая текущий химический состав среды. Мгновенное значение c_{π} в каждом сечении образца, т. е. $c_{\pi}(t)$, определяется соответствующими величинами p, v, E (или p, v, α , если известен химический состав α), достигнутыми в момент времени t . Принципиальная схема измерений, необходимых для определения $c_{\pi}(t)$ в нестационарных ударно-волновых течениях, предложена в [3]. Приведем более детальное описание этой схемы, сделанное с учетом ее практической реализации.

Обозначим через R общую толщину образца, т. е. $R = L + X$ (рис. 1), t_D — промежуток времени, за который УВ проходит расстояние $L = R - X$, а t_c — время, требуемое для достижения головной частью волны разрежения плоскости датчика. Тогда промежуток времени с момента прохождения через плоскость X УВ до момента прихода в эту

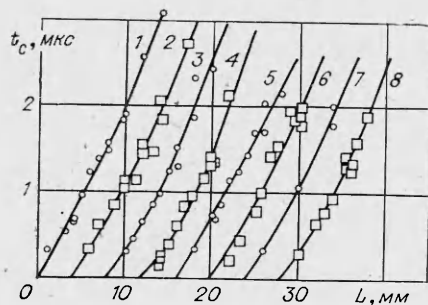


Рис. 2. Результаты измерения промежутка времени t_c в зависимости от толщины верхней пластины L для сечений X , мм:

1 — 0, 2 — 4, 3 — 18, 4 — 20, 5 — 32, 6 — 36, 7 — 44, 8 — 48. Все кривые, кроме первой, сдвинуты из начала координат вдоль оси L .

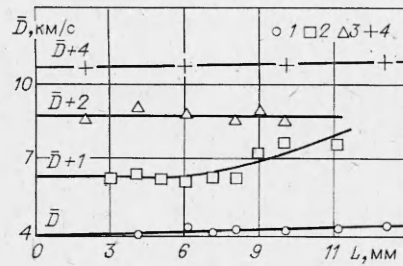


Рис. 3. Средняя скорость детонации в зависимости от базы измерения L для сечений X , мм:
1 — 0, 2 — 18, 3 — 32, 4 — 44.

плоскость головной части волны разрежения $t = t_D + t_c$. Для определения мгновенной скорости звука в плоскости X необходимо для различных $R > X$ и близких сечений X и $X + dX$ провести измерения t_D , $t_c(X, R - X)$ и t_D , $t_c(X + dX, R - (X + dX))$. Тогда в момент времени $t = t_D + t_c$ для плоскости X

$$c_{\text{л}}(t) = -(dX/dt_c)_R. \quad (3)$$

Плоскости X и $X + dX$ должны располагаться бесконечно близко. В действительности измерения проводятся для плоскостей X_k и X_{k+1} , лежащих на конечном расстоянии друг от друга. Зависимость $t_c(X, R - X)$ для любого X в интервале $X_k \leq X \leq X_{k+1}$ можно определить, например, с помощью линейной аппроксимации. Здесь пусть одному и тому же произвольному интервалу времени, измеренному для плоскостей X_k и X_{k+1} , соответствуют толщины образцов R_k и R_{k+1} . Тогда этому же интервалу времени для плоскости X будем сопоставлять толщину образца

$$R = R_k + \frac{R_{k+1} - R_k}{X_{k+1} - X_k} (X - X_k).$$

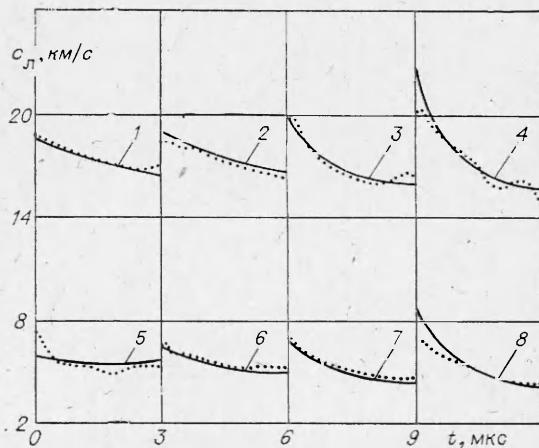
На рис. 2 приведены результаты измерения интервала времени t_c в зависимости от толщины верхней пластины $L = R - X$ для различных сечений образца.

Зависимости средней скорости детонации $D(L) = L/t_D$ для тех плоскостей, где они ранее не определены, изображены на рис. 3. Эти зависимости использовались как при вычислении времени t_D для любых L , так и при расчете мгновенной скорости детонации $D(X)$.

По изложенной выше схеме с линейной аппроксимацией определены величины $c_{\text{л}}(X, t)$ для моментов $0 < t < 3$ мкс (рис. 4). Изменение $c_{\text{л}}$ вблизи ударного фронта с ростом X носит несколько неожиданный характер. Скорость звука проходит через максимум для $X = 20$ мм и далее вновь начинает расти. Оценить $c_{\text{л}}$ на фронте можно по известной удар-

Рис. 4. Мгновенная лагранжева скорость звука $c_{\text{л}}(t)$ в сечениях X , мм:

1 — 0, 2 — 4, 3 — 18, 4 — 20, 5 — 32, 6 — 36, 7 — 44, 8 — 48. Для 1 — 4 приведено $c_{\text{л}} + 12$, для 5 — 8 $c_{\text{л}}$. Кривые 2 — 4, 6 — 8 равномерно сдвинуты по оси t относительно начала координат. — обработка данных по формуле (3); ... — аппроксимация по (15).



ной адиабате вещества так, как это делалось в [4]. Однако при аномальном ходе кривой ударной сжимаемости литого тротила, приведенном в [1], такая оценка оказалась неэффективной. Диапазон возможных значений c_{π} оказался слишком широким.

Профили u , p , v , $E(X, t)$

Профили массовой скорости в 14 различных сечениях образца приведены на рис. 5. Время T отсчитывается от момента выхода УВ из экрана. Величина сдвига профилей относительно начала координат соответствует моменту прихода УВ в данное сечение. Для $X = 0; 4; 18; 20; 32; 36; 44; 48$ мм каждый профиль получен усреднением 10–12 осциллограмм, для остальных из 4–6. Среднеквадратичное отклонение относительно усредненных значений не превышает 2–3%, причем наибольший разброс данных наблюдался в сечениях $X = 20$ и 36 мм.

Профили p , v , E восстанавливались численным интегрированием предложенных в [3] выражений

$$p(X, t) = \frac{1}{v_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_X^{S(t)} u(\xi, t) d\xi \right), \quad (4)$$

$$v(X, t) = v_0 + v_0 \frac{\partial}{\partial X} \left(\int_{T(X)}^t u(X, \tau) d\tau \right), \quad (5)$$

$$E(X, t) = - \int_{v_0}^{v(X, t)} p dv, \quad (6)$$

где $T(X)$ — момент прихода УВ в плоскость X ; $S(t)$ — траектория фронта УВ. Зависимость $T(X)$ получена из выражения

$$T(X) = \int_0^X \frac{dX}{D(X)},$$

а $S(t)$ — из решения этого выражения относительно X .

Значения массовой скорости в промежуточных сечениях образца определялись линейной интерполяцией измерений в двух ближайших сечениях. При расчете массив профилей $u(X, t)$ специально не сглаживался. В целях удобства обработки данных всем профилям p , v , E придан один и тот же завал фронта, равный минимальному шагу разбиения по времени — 0,05 мкс. Результаты численного интегрирования приведены на рис. 6.

Профили $p(X, t)$ оказались чувствительными к смене областей интерполяции для массовой скорости. Поэтому на рис. 6 в области $0 \leq X \leq 28$ мм они приведены в незначительно сглаженном виде. Расчетные профили v и $E(X, t)$ не чувствительны к подобным переходам, и их сглаживание не проводилось. В этой связи оценим чувствительность выражений (4)–(6) к неточности исходных данных $u(X, t)$ и D .

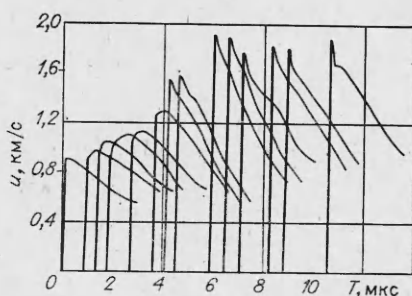


Рис. 5. Профили массовой скорости в сечениях X , мм: 0; 4; 6; 8; 12; 16; 18; 20; 28; 32; 36; 44; 48; 60.



Рис. 6. Профили p, v, E .
а) (5); б) (6); в) (7).

Обозначим через Δ отклонение усредненных значений от истинных. Тогда измеренная массовая скорость может быть представлена как

$$\tilde{u}(X, t) = u(X, t) + \Delta u(X, t),$$

где $\tilde{u}(X, t), u(X, t)$ — усредненное и истинное значения соответственно. Считаем, что Δ имеет случайный характер. Тогда отклонения расчетных профилей определяются следующими выражениями:

$$\Delta p(X, t) \simeq p(S) \left[\frac{\Delta D(S)}{D(S)} + \frac{\Delta u(S)}{u(S)} \right] + \frac{1}{v_0} \frac{\partial u(S)}{\partial t} \Delta S(t), \quad (7)$$

$$\Delta v(X, t) = v_0 \left\{ \frac{\partial u(T)}{\partial x} \Delta T(X) + \frac{u(T)}{D(T)} \left[\frac{\Delta u(T)}{u(T)} - \frac{\Delta D(X)}{D(X)} \right] \right\}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \Delta E(X, t) &\simeq \frac{1}{2} p(T) [v_0 - v(T)] \left[\frac{\Delta p}{p} - \frac{\Delta v}{v_0 - v(T)} \right] - p(X, t) \Delta v(X, t) - \\ &- p(T) \Delta v(T) - \int_{v(T)}^{v(X, t)} \Delta p(X, t) dv, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\Delta T(T) \simeq T(X) \frac{\Delta D}{D}, \quad \Delta S(t) \simeq S(t) \frac{\Delta D}{D}.$$

Среднеквадратичные отклонения $\Delta u/u$ и $\Delta D/D$ в настоящих опытах $\sim 1-3\%$, $\Delta p/p \sim 5-15\%$, $\Delta v/v = 2\%$. Отклонение ΔE , согласно (9), должно быть чувствительной функцией $\Delta p/p$. Плавный характер изменения расчетных профилей $E(x, t)$ (см. рис. 6, в), по-видимому, может быть объяснен взаимной компенсацией Δp и Δv .

Кривая ударной сжимаемости литого тротила, приведенная в [1], имеет аномальный вид. Эта кривая может быть полезной в ряде расчетов, поэтому по результатам проведенных в работе измерений она представлена в аналитическом виде в координатах $D-u$. Для $u=0$ значения D должны соответствовать скорости звука в нормальных условиях — c_0 . Значение $c_0 = 2200$ м/с взято из работы [5].

На рис. 7 изображены исходные точки и аппроксимирующие кривые, рассчитанные метода-

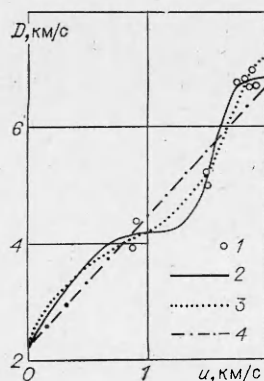


Рис. 7. Кривая ударной сжимаемости литого тротила для $0 \leq u \leq 2$ км/с.

1 — данные настоящего исследования; 2 — аппроксимация сплайном; 3 — метод наименьших квадратов; 4 — линейная зависимость [6].

Т а б л и ц а 1

Коэффициенты представления кривой ударной сжимаемости литого тротила в виде
 $D = a_0 + a_1 u + a_2 u^2 + a_3 u^3$, км/с

Метод	a_0	a_1	a_2	a_3	u , км/с
Сплайн-функция	2,200	3,137	0,000	-1,204	$0,00 \leq u \leq 0,88$
	-4,403	25,649	-25,581	8,485	$0,88 \leq u \leq 1,50$
	183,926	-351,011	225,525	-47,316	$1,50 \leq u \leq 1,78$
	-593,192	958,739	-510,289	90,477	$1,78 \leq u \leq 1,88$
Наименьших квадратов	2,204	4,602	-4,298	1,733	$0,0 \leq u \leq 2,0$

ми сплайнов и наименьших квадратов. Первый из них обеспечивает непрерывность производных до второго порядка во всех точках. Для второго использован многочлен третьей степени. Коэффициенты кубического сплайна и многочлена приведены в табл. 1. Для сравнения на рис. 7 нанесена кривая ударной сжимаемости литого тротила $D = 2,16 + 2,24u$ из [6]. В [1] уже обсуждался аномальный ход кривой ударной сжимаемости литого тротила. В этой связи отметим только, что проведенная в [7] обработка первичных экспериментальных данных из [6] выявила заметное (~ 400 м/с) отклонение относительно указанной линейной зависимости $D - u$.

При гладком аналитическом задании кривой ударной сжимаемости неизбежно должны выпадать детали развития детонационного процесса. Сложный характер детонационного превращения приводит к завалам фронта, возможна и смена механизмов разложения. Следовательно, любой участок «гладкой» кривой ударной сжимаемости релаксирующего вещества в действительности может иметь более сложный вид. Подобное отклонение, например, для прессованного тротила в слабой УВ отмечалось в [8].

Расчет обобщенной кинетической характеристики

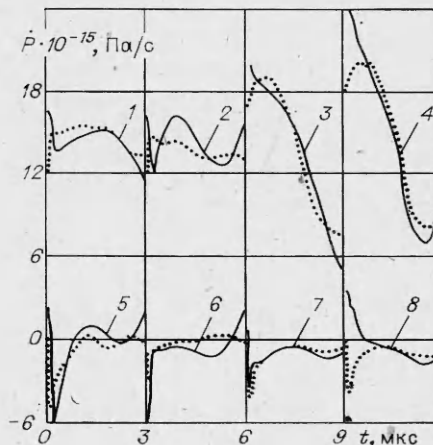
Обобщенная кинетическая характеристика \dot{P} рассчитывалась по формуле (6) из [1], трансформированной для лагранжевой скорости звука:

$$\dot{P} \frac{dp}{dt} + \frac{c_{\pi}^2}{v_0^2} \frac{\partial v}{\partial t}. \quad (10)$$

Результаты расчета \dot{P} в тех сечениях образца, для которых определялись скорости звука, изображены на рис. 8.

Рис. 8. Обобщенная кинетическая характеристика $\dot{P}(t)$ в сечениях X , мм:

1 — 0, 2 — 4, 3 — 18, 4 — 20, 5 — 32, 6 — 36, 7 — 44, 8 — 48. Для 1—4 приведено $\dot{P} \cdot 10^{-15} + 12$, для 5—8 $\dot{P} \cdot 10^{-15}$. Кривые 2—4, 6—8 сдвинуты по оси t относительно начала координат. — обработка данных по формуле (10); ... — аппроксимация по (14).



В рамках принятых в [1] допущений $a - z$

$$\dot{P} = \frac{\Gamma}{v} \cdot \frac{dQ_{p,v}}{dt} = \frac{\Gamma}{v} Q_{p,v} \frac{d\alpha}{dt}, \quad (11)$$

где $\Gamma = v(\partial p/\partial E)_{v,\alpha}$ — коэффициент Грюнайзена; $Q_{p,v} = (\partial E/\partial \alpha)_{p,v}$ — тепловой эффект реакции разложения ВВ при постоянных p и v . Значение $\dot{P} > 0$ означает выделение тепла, а $\dot{P} < 0$ поглощение.

Настоящие измерения, к сожалению, не могут прямо выявить наличие реакции внутри ударного скачка. Вблизи ударного фронта $c_{\pi}(t)$ получено экстраполяцией экспериментальных данных. Оба слагаемых в (10) в этой области сравнимы друг с другом, но разного знака. Так что небольшая ошибка в определении c_{π} может привести здесь даже к смене знака \dot{P} .

Изменение \dot{P} за фронтом УВ носит не совсем обычный характер. С одной стороны, по мере развития детонации величины \dot{P} возрастают, а затем резко падают. Это вполне соответствует представлениям о росте скорости реакции с увеличением интенсивности УВ. Резкое падение \dot{P} вблизи фронта для $X > 20$ мм, т. е. в области развития химпика на осциллограммах массовой скорости, в этом случае легко объяснить тем, что реакция в основном закончилась вблизи ударного скачка. Профиль \dot{P} при этом соответствует «догоранию» остатков ВВ [7].

С другой стороны, \dot{P} принимает отрицательные значения, т. е. происходит поглощение тепла. Этот факт не укладывается в рамки общепринятых моделей кинетики разложения ВВ при детонации. Можно предположить следующие причины такого хода \dot{P} . Во-первых, наличие эндотермической стадии разложения при больших глубинах превращения. Правда, при исследовании термического распада тротила в k -фазе такая стадия не замечена [9]. Вероятно, это вызвано тем, что термический распад ВВ прослеживается только на начальной стадии разложения до возникновения теплового взрыва. Во-вторых, не исключено, что общепринятое предположение об однокомпонентности химического состава (предположение γ в [1]) некорректно. Тогда выражение (11) приобретает более сложный вид и не трактуется столь однозначно. В-третьих, причиной поглощения тепла является возможность турбулизации продуктов детонации. Турбулентность может вызвать завалы фронта и перераспределить на себя часть тепловой энергии. При затухании турбулентности эта энергия вновь перейдет в тепловую и \dot{P} начнет увеличиваться.

Дальнейшее развитие динамического метода позволит прийти к более определенным выводам о закономерностях протекания химической реакции при детонации конденсированных ВВ.

Аппроксимация скорости звука и обобщенной кинетической характеристики

При наличии обоснованных предположений о том или ином виде уравнений состояния

$$E = E(p, v, \alpha) \quad (12)$$

и химической кинетики

$$d\alpha/dt = f(p, v, \alpha, \dots) \quad (13)$$

искомые функции $c(p, v, E)$ и $\dot{P}(p, v, E, \dots)$ могут быть подогнаны к экспериментальным данным на основании равенства (11) и термодинамического соотношения

$$c_{\pi}^2 = -v_0 \frac{p + \left(\frac{\partial E}{\partial v}\right)_{p,\alpha}}{\left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_{v,\alpha}}$$

Для конденсированных ВВ в настоящее время, по наш взгляд, отсутствуют обоснованные физические представления о реальном виде

Таблица 2

Аппроксимация обобщенной кинетической характеристики и скорости звука в виде (14) и (15)

i	θ_i	A_i	B_i	i	θ_i	A_i	B_i
1	1	-1000,5	-41452,7	9	xz	-2313,5	-186011,5
2	x	2350,7	148061,4	10	yz	-93,7	-159,0
3	y	563,4	-3278,0	11	x^3	179,4	69025,8
4	z	1354,8	79323,9	12	x^2y	717,7	-3162,3
5	x^2	-1522,2	-175455,3	13	x^2z	1082,5	109394,0
6	y^2	23,0	512,6	14	xy^2	-21,5	-613,7
7	z^2	-2072,3	-29601,3	15	xz^2	2390,8	36046,6
8	xy	-1289,1	6554,0				

уравнений (12) и (13) в области детонационных превращений. Предложения различных авторов о механизмах детонационного разложения и конкретном виде уравнения состояния хотя и расширяют представления о физикохимии ударно-сжатого состояния, тем не менее содержат произвольные допущения либо неточности.

Функции $c_{\text{л}}$ и \dot{P} в настоящей работе аппроксимировались в виде многочлена по степеням p , v , E , dv/dt . Коэффициенты многочлена подбирались методом наименьших квадратов. Все профили разбивались на 61 точку (шаг по времени 0,05 мкс). Точки, находящиеся вблизи фронта (времена $\leq 0,2$ мкс), не учитывались в общем массиве данных.

Оказалось, что аргумент dv/dt не вносит заметного вклада в вид функции \dot{P} . Таким образом, его влияние может быть существенным только вблизи ударного скачка [7] и пока не может быть оценено прямо в этой области.

Вместо p , v , E были приняты безразмерные аргументы

$$x = v/v_0, \quad y = p/(\rho_0 c_0^2), \quad z = E/c_0^2,$$

где $\rho_0 = 1/v_0 = 1,61 \cdot 10^3$ кг/м³ и $c_0 = 2200$ м/с. Эти аргументы введены только с целью удобства, так как в исследуемой области $x \approx y \approx z \approx 1$. В этом случае легко сравнивать между собой коэффициенты разложения и вклад каждого члена аппроксимационного многочлена. Также для удобства использовались функции $\eta = \dot{P} \cdot 10^{-15}$ кг/(м·с³) и $\varphi = c_{\text{л}}^2 \cdot 10^{-6}$ м²/с². Выбор $c_{\text{л}}^2$, а не $c_{\text{л}}$ вызван тем, что в расчетах используется именно $c_{\text{л}}^2$. Значения η и φ представлялись в виде

$$\eta = \sum_{i=1}^{15} A_i \theta_i, \quad (14)$$

$$\varphi = \sum_{i=1}^{15} B_i \theta_i. \quad (15)$$

Величины θ_i и коэффициенты A_i , B_i приведены в табл. 2. На рис. 4 и 8 нанесены значения функций $c_{\text{л}} = \sqrt{\varphi} \cdot 10^6$ м/с и $\dot{P} = \eta \cdot 10^{15}$ кг/(м·с³).

Многочлен дает наибольшее расхождение в изменении \dot{P} для сечения $X = 48$ мм, что может быть вызвано либо достаточно резким изменением хода функций (12) и (13) в этой области, либо завышенными значениями скорости звука. Экстраполяция к нулевому моменту времени в данном сечении может содержать заметные погрешности, так как здесь (область химика) происходит достаточно резкое изменение состояния вещества. Дальнейшее уточнение функций c и \dot{P} должно быть связано с их применением для расчета модельных процессов в одно- и двумерных постановках.

Выводы

Получены выражения, аппроксимирующие функции $c_p^2(p, v, E)$ и $P(p, v, E, \dots)$ в области $6 < p < 210$ ГПа, $4,2 \cdot 10^{-4} < v < 5,8 \cdot 10^{-4}$ м³/кг, $-7 \cdot 10^5 < E < 17 \cdot 10^5$ Дж/кг, которые могут быть использованы для численного моделирования развития детонации в литом тротиле. Показано, что производная dv/dt не оказывает существенного влияния на скорость тепловыделения в реагирующем потоке в области, следующей за ударным скачком. Влияние этой производной заметно только вблизи ударного скачка. Кривая ударной сжимаемости литого тротила имеет аномальный вид, что вызвано, по-видимому, разложением части ВВ в ударном скачке.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность В. А. Веретенникову и Г. П. Трофимовой за обсуждение результатов работы и ценные советы и Л. И. Саввину и Н. И. Парфенову за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов, К. М. Михайлюк и др. ФГВ, 1985, 21, 2, 106.
2. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов, К. М. Михайлюк. Тр. I Всесоюз. симпозиум по макроскопической кинетике и химической газодинамике. Т. II. Черноголовка, 1984.
3. В. С. Трофимов. ФГВ, 1981, 17, 5, 93.
4. В. С. Трофимов. ФГВ, 1983, 19, 4, 150.
5. И. М. Воскобойников, А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов. ФГВ, 1967, 3, 4, 585.
6. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов.— В кн.: Взрывное дело, № 63/20. М.: Недра, 1967.
7. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ФГВ, 1980, 16, 2, 92.
8. Ю. М. Балинец, И. А. Карлухин. ФГВ, 1981, 17, 1, 103.
9. Ю. Я. Максимов, В. Ф. Сапронович.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию 11/XI 1985,
после доработки — 14/III 1986

УДК 534.16 : 539.374

УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ МЕТАЛЛОВ ВОЛНАМИ НАПРЯЖЕНИЙ И ЭВОЛЮЦИЯ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ

П. В. Макаров
(Томск)

Успехи, связанные с экспериментальным изучением ударных волн в металлах [1—5], позволили выявить ряд особенностей их упругопластического деформирования. Это прежде всего: релаксация сдвиговых напряжений, деформационное упрочнение, эффекты кратковременного разупрочнения материала за ударным фронтом и последующего восстановления прочностных свойств, наличие упругих предвестников в догрузочных волнах, специфическое размытие волн разгрузки. Любая модель, претендующая на сколько-нибудь полное описание поведения металлов при деформировании их волнами напряжений, должна описывать эти эффекты, формирующие наблюдаемую в экспериментах структуру волновых фронтов.

В настоящей работе предложена релаксационная модель, основанная на рассмотрении физических механизмов пластического деформирования. Она позволяет проследить развитие и эволюцию дефектной структуры в процессе нагружения материала волнами напряжений.

Элементарными носителями пластической деформации являются дефекты (дислокации и дисклинации) и фрагменты структуры (ячейки, блоки, зерна). В модели учтено: 1) наличие пластических поворотов;