

Рис. 5. Рассчитанный профиль волны вторично-ударного нагружения в бериллии.

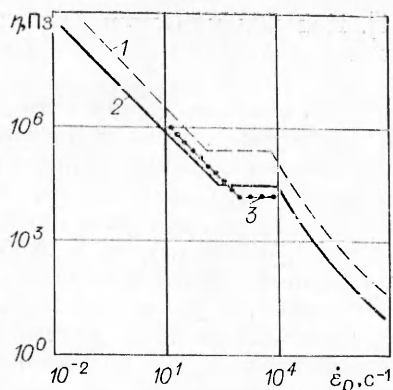


Рис. 6. Рассчитанная зависимость $\eta(\dot{\epsilon}_p)$ для бериллия (1) и алюминия (2), 3 — данные [9].

Определяющее уравнение (5) позволяет легко получить зависимость коэффициента вязкости η от $\dot{\epsilon}_p$ и определить его в любой точке ВП ($\eta = \partial\tau/\partial\dot{\epsilon}_p$). На рис. 6 видно, что величина η уменьшается с ростом $\dot{\epsilon}_p$, за исключением области линейной вязкости, где для алюминия $\eta_0 = 0,32 \cdot 10^5$ Па, для бериллия $\eta_0 = 2,208 \cdot 10^5$ Па. Рассчитанные кривые $\eta(\dot{\epsilon}_p)$ качественно согласуются с экспериментальными данными [9].

Таким образом, предложенное определяющее уравнение позволило получить достаточно полную информацию о поведении сдвигового напряжения и коэффициента вязкости при высокоскоростной деформации, а также позволило описать эффекты плоского ударно-волнового нагружения, связанные с релаксацией сдвигового напряжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гилман Дж. Дж. Механика, 1970, 2.
2. Нигматуллин Р. Н., Холин П. Н. МТТ, 1974, 4.
3. Read H. E.— In: Metallurgical effects at high strain rates.— New York — London, 1973.
4. Динамика удара/Под ред. С. С. Григоряна.— М.: Мир, 1985.
5. Платова Т. М., Глазырин В. П., Макаров Н. В.— В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах.— Черноголовка, 1978.
6. Пэжнина П.— В кн.: Проблемы теории пластичности.— М.: Мир, 1976.
7. Степанов Г. В. Уругопластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок.— Киев: Наук. дум., 1979.
8. Dharan C. K. H., Hauser F. E. J. Appl. Phys., 1973, 44, 4.
9. Kumar A., Kumble R. G., Dorn J. E. Acta met., 1968, 9.
10. Kumar A., Kumble R. G. J. Appl. Phys., 1969, 40, 9.
11. Johnson J. N., Barker L. M. J. Appl. Phys., 1969, 40, 11.
12. Asay J. R., Chabildas L. C.— In: Shock waves and high-strain-rates phenomena in metals.— N. Y., 1981.
13. Teylor J. W.— In: Dislocation dynamics.— N. Y., 1967.
14. Глазырин В. П., Саженов А. П.— В кн.: Механика сплошных сред.— Томск: Изд-во ТГУ, 1982.

Поступила в редакцию 23/VI 1986

ОСОБЕННОСТИ НАГРУЖЕНИЯ СРЕДЫ ВЗРЫВОМ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ РЕЖИМОВ НЕДОСЖАТОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. В. Аттегков, М. М. Бойко, Л. Н. Власова, В. С. Соловьев

(Москва)

Исследование способов регулирования термодинамических параметров при динамическом сжатии конденсированных веществ — одно из наиболее актуальных направлений физики и химии высоких давлений

[1]. Под динамическим здесь понимается воздействие, включающее различные формы нагружающего импульса: от одно- и многократного сжатия ударными волнами (УВ) до динамического изэнтропического сжатия. С точки зрения источников энергии генерирования УВ наибольшее распространение в настоящее время получили взрывные методы и ударного нагружения, в первом из которых УВ генерируются в исследуемом веществе энергией взрыва нагружающего заряда ВВ, а во втором — ударом тел, разогнанных до больших скоростей.

Подробный анализ способов регулирования термодинамических параметров при реализации методов ударного нагружения конденсированных веществ, проведенный в обзорных работах [1, 2], свидетельствует о принципиальной возможности осуществления контролируемого характера динамического нагружения среды с заданной степенью изэнтропичности волнового импульса. Взрывные методы генерации ударных волн также позволяют реализовывать практически любые контролируемые (спадающие, прямоугольные, ступенчатые) профили нагрузок на вещество. Реализация требуемого профиля при этом может достигаться за счет экранирования или конструктивного создания зазоров между исследуемым веществом и нагружающим зарядом [3—5], за счет управления направлением распространения (по отношению к направлению распространения УВ в среде) и режимами пространственно-временного энерговыделения в детонационной волне (ДВ) [6, 7], изменением свойств и профилированием заряда. Заметим, что комбинирование рассмотренных в [7] схем нагружения, а также использование возможностей изменения плотности и управления режимами энерговыделения позволяют еще более расширить диапазон уровней и профилей нагрузки в исследуемом веществе. Использование режимов недосжатой детонации с этой точки зрения — одно из перспективных направлений в исследованиях.

Проводимые в данной работе исследования связаны с анализом особенностей нагружения сжимаемой среды взрывом при различных схемах возбуждения недосжатого детонационного режима. Анализ ограничен рассмотрением процесса распада разрыва при взаимодействии ДВ со сжимаемой средой и проводится с использованием метода p , u -диаграмм. Проанализировано влияние степени недосжатия процесса и схемы нагружения на характер изменения параметров на границе раздела продукты детонации (ПД) — среда. Выявлены новые качественные особенности распада разрыва при отражении слабой ДВ от сжимаемой среды.

Принципиально режимы недосжатой (слабой) детонации могут быть реализованы, например, в условиях принудительного возбуждения реакции за счет подводимого извне излучения, при инициировании реакции в ДВ со скоростью D_w , превышающей скорость $D_{т-ж}$ нормальной детонации (под нормальной детонацией здесь понимается режим Чепмена — Жуге). Практическая реализация последнего случая подробно описана в [8]. Позднее недосжатая детонация в ряде конденсированных взрывчатых систем отмечена также в [9]. Для данного детонационного режима характерно наличие за фронтом реакции увеличивающейся со временем области стационарного течения, образование которой связано со сверхзвуковым распространением слабой детонационной волны [10].

В рамках классической модели волны детонации, принимая вместо условия устойчивости (условия Чепмена — Жуге) $D = u + c$ условие принудительного возбуждения процесса $D = D_w$ и предполагая, что продукты детонации удовлетворяют уравнению состояния политропического газа

$$p = A\rho^k, \quad (1)$$

параметры недосжатой детонации определяются в виде [7]

$$\pi_w = \frac{1}{1 + \sqrt{1 - R^2}}, \quad \bar{v}_w = \frac{k + 1}{k + \sqrt{1 - R^2}},$$

$$U_m = \frac{R}{(k+1)(1 + \sqrt{1-R^2})}, \quad (2)$$

$$C_m = \left[\frac{k(k + \sqrt{1-R^2})}{(k+1)^2(1 + \sqrt{1-R^2})} \right]^{1/2}.$$

Здесь введены следующие безразмерные параметры:

$$\pi = p/p_{\text{Ч-Ж}}, \quad \sigma = \rho/\rho_0, \quad U = u/D_{\text{Ч-Ж}}, \quad C = c/D_{\text{Ч-Ж}}, \quad (3)$$

где p , ρ , u , c — давление, плотность, массовая скорость и скорость звука продуктов детонации; $p_{\text{Ч-Ж}} = \rho_0 D_{\text{Ч-Ж}}^2 / (k+1)$ — давление в точке Чепмена — Жуге; ρ_0 — начальная плотность нагружающего заряда; k — показатель политропы; A — в рассматриваемом случае изоэнтропического течения постоянная. Степень недосжата процесса будем характеризовать величиной $R = D_{\text{Ч-Ж}}/D_w$ ($R \in [-1, 1]$), индексы Ч—Ж и w здесь и далее определяют параметры нормальной и недосжатой детонации соответственно. При $R = \pm 1$ ($D_w = |D_{\text{Ч-Ж}}|$) реализуется режим детонации Чепмена — Жуге, при $R = 0$ ($D_w \rightarrow \infty$) — режим «мгновенной» детонации. На π, U -диаграмме (рис. 1) геометрическое место точек возможных состояний в ДВ при различных значениях параметра R ($k=3$) и схемах возбуждения детонационного процесса изображено штриховой кривой. Точка пересечения кривой с осью ординат ($\pi = 0,5$; $U = 0$) определяет параметры состояния в режиме «мгновенной» детонации, точки с координатами $\pi = 1$; $U = \pm(k+1)^{-1}$ — параметры состояния в режиме нормальной детонации.

Рассмотрим процесс одномерного нагружения среды продуктами взрыва при реализации недосжатых детонационных режимов. Детонация возбуждается по схеме 1 в плоскости $X = -1$ (рис. 2) либо по схеме 2 в плоскости $X = 1$ (рис. 3), где $X = x/l$, $T = D_{\text{Ч-Ж}}t/l$, x — пространственная переменная, t — время, l — толщина слоя нагружающего заряда. Начало координат совмещено с контактной поверхностью при нагружении по схеме 1 и со свободной границей заряда по схеме 2. На противоположной от нагружаемой среды (свободной) границе заряда ВВ граничит с вакуумом. Параметр R , характеризующий степень недосжата, так же как и величину волновой скорости D , представим как векторные величины, положительные, если направление распространения ДВ совпадает с положительным направлением оси X , в противном случае — отрицательные. Параметр R , таким образом, положителен ($R \in (0, 1]$) при нагружении по схеме 1 и отрицателен ($R \in [-1, 0)$) по схеме 2.

При нагружении среды по схеме 1 результирующее состояние при распаде разрыва, обусловленного отражением ДВ от границы раздела ВВ — среда, определяется точкой пересечения ударной адиабаты нагружаемой среды (см. рис. 1, 2) либо с ударной адиабатой сжатия продуктов детонации, либо с изоэнтропой разгрузки последних. Существенно, что при реализации недосжатой детонации, как следует из анализа π, U -диаграммы и приведенных на рис. 2, а — в пространственно-временных диаграмм процесса нагружения, характер распада разрыва определяется не только соотношением динамических жесткостей нагружаемой среды и ПД, но и степенью недосжата R процесса. Подчеркнем, что конкретизация соотношения динамических жесткостей среды и продуктов детонации здесь и далее проводится относительно режима нормальной детонации ($R=1$). На π, U -диаграмме это связано с положением

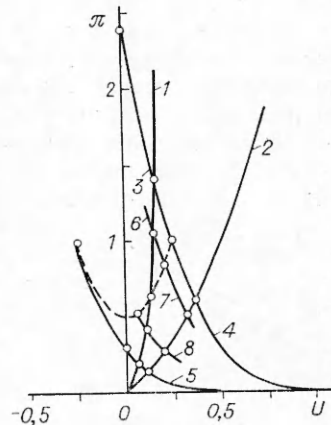


Рис. 1.

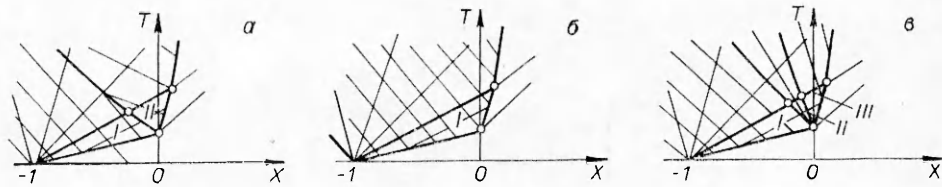


Рис. 2.

точки Чепмена — Жуге с координатами $\pi = 1$, $U = (k + 1)^{-1}$ относительно ударной адиабаты сжимаемой среды (см. рис. 1, 1, 2).

Рассмотрим случай, при котором динамическая жесткость нагружаемой среды (рис. 1, 1) больше динамической жесткости ПД. Можно выделить три возможных варианта распада разрыва.

1. При $R > R^*$ реализуется режим, в котором в результате распада разрыва и в ПД, и в нагружаемой среде образуются ударные волны (см. рис. 2, а). Начальные параметры на границе раздела в этом случае определяются точкой пересечения ударной адиабаты среды (см. рис. 1, 1) с ударной адиабатой двукратного сжатия продуктов детонации (см. рис. 1, 3, 6).

2. При $R < R^*$ в результате распада разрыва в среде образуется УВ, а в продуктах детонации формируется волна разрежения (см. рис. 2, в). Начальные параметры на границе раздела в этом случае определяются точкой пересечения ударной адиабаты среды с изоэнтропой разгрузки продуктов детонации (см. рис. 1, 8).

3. Переходный режим при $R = R^*$ характеризуется образованием ударной волны в нагружаемой среде при отсутствии отраженной волны в продуктах детонации (см. рис. 2, б). Под R^* здесь понимается степень недосжатия процесса, при которой возникает переходный («безотражательный») режим отражения. На π , U -диаграмме последний графически интерпретируется точкой, которая определяет параметры состояния в слабой ДВ, лежащей на адиабате Гюгоню нагружаемой среды.

Особенность рассмотренных X , T -диаграмм течения продуктов взрыва при реализации режимов недосжатой детонации состоит в наличии области стационарного течения, непосредственно прилегающей к фронту детонационной волны (см. область I рис. 2, а—в). Последующая волновая картина течения зависит от того, какой из вариантов распада разрыва реализуется в каждом конкретном случае нагружения.

Если динамическая жесткость нагружаемой среды меньше динамической жесткости продуктов детонации, во всем диапазоне значений параметра $R \in (0, 1]$ реализуется режим, пространственно-временная диаграмма которого приведена на рис. 2, в. Результирующее состояние при распаде разрыва определяется точкой пересечения ударной адиабаты среды с изоэнтропой разгрузки продуктов детонации (см. рис. 1, 2 и 4, 7, 8).

Обратимся к вопросу получения расчетных зависимостей для определения начальных параметров при нагружении среды взрывом. Для получения ударной адиабаты нагружаемой среды воспользуемся широко используемой для описания ударной сжимаемости конденсированных веществ линейной зависимостью между волновой N и массовой u скоростями ударной волны $N = a + bu$, где a и b — экспериментально измеряемые постоянные величины. Используя данное выражение, а также

закон сохранения импульса на ударном фронте, получим уравнение ударной адиабаты среды в виде

$$p = \rho^0 u (a + bu), \quad (4)$$

где ρ^0 — начальная плотность среды.

Уравнение адиабаты Гюгоню ПД при их сжатии в отраженной УВ в предположении, что

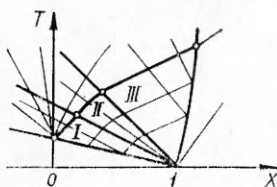


Рис. 3.

продукты детонации удовлетворяют уравнению состояния (1), имеет вид

$$\frac{\rho_w}{\rho} = \frac{(k+1)p_w + (k-1)p}{(k-1)p_w + (k+1)p}. \quad (5)$$

С другой стороны, для ударной адиабаты вторичного сжатия, исходящей из точки с координатами p_w, u_w , справедливо соотношение

$$u = u_w - \sqrt{(p - p_w) \left(\frac{1}{\rho_w} - \frac{1}{\rho} \right)}.$$

Подставляя в данное выражение уравнение (5), переходя в полученном выражении к безразмерным параметрам (3) и учитывая (2), можно представить уравнение ударной адиабаты двукратного сжатия продуктов детонации в следующей форме:

$$U = \frac{1}{(k+1)(1 + \sqrt{1-R^2})} \left\{ R - [(1 + \sqrt{1-R^2})\pi - 1] \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{2(k + \sqrt{1-R^2})(1 + \sqrt{1-R^2})}{(k+1)(1 + \sqrt{1-R^2})\pi + (k-1)} \right]^{1/2} \right\}. \quad (6)$$

При $U = 0$ уравнение (6) определяет начальные параметры отражения слабой ДВ от абсолютно жесткой среды. При реализации режима Чепмена — Жуге ($R = 1$) выражение (6) преобразуется к виду [11]

$$\pi_x = \frac{5k + 1 + \sqrt{17k^2 + 2k + 1}}{4k}.$$

Для получения уравнения изоэнтропы разгрузки ПД воспользуемся соотношением вдоль $(u + c)$ -характеристик для волны, обращенной вправо: $du + (\rho c)^{-1} dp = 0$, проинтегрировав которое получим

$$u = u_w + \int_p^{p_w} dp / (\rho c). \quad (7)$$

Учитывая, что для продуктов детонации с уравнением состояния (1) имеют место равенства

$$\frac{c}{c_w} = \left(\frac{\rho}{\rho_w} \right)^{\frac{k-1}{2}} = \left(\frac{p}{p_w} \right)^{\frac{k-1}{2k}}, \quad (8)$$

подставляя (8) в (7), интегрируя полученное уравнение и переходя к безразмерным параметрам (3), получаем уравнение изоэнтропы ПД.

$$\pi = (1 + \sqrt{1-R^2})^{-1} \left\{ 1 + \frac{(k-1) [R - (k+1)(1 + \sqrt{1-R^2})U]}{2 [k(k + \sqrt{1-R^2})(1 + \sqrt{1-R^2})]^{1/2}} \right\}^{\frac{2k}{k-1}}. \quad (9)$$

При $U = 0$ выражение (9) преобразуется к виду, полученному в [7], и определяет начальные параметры нагружения взрывом абсолютно жесткой среды в акустическом приближении.

Представляет интерес сравнение значений начального давления π_x на границе раздела при $U = 0$, полученных по (6) и (9). Результаты расчетов, иллюстрирующие характер изменения величины π_x в зависимости от степени недосжатия R процесса, при $k = 3$ приведены ниже.

R	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
π_x по (6)	0,5	0,570	0,665	0,808	1,062	2,387
π_x по (9)	0,5	0,570	0,665	0,807	1,060	2,368

Оба способа дают весьма близкие результаты, при этом ошибка в определении начального давления нагружения в рамках акустического приближения с увеличением степени недосжатия уменьшается.

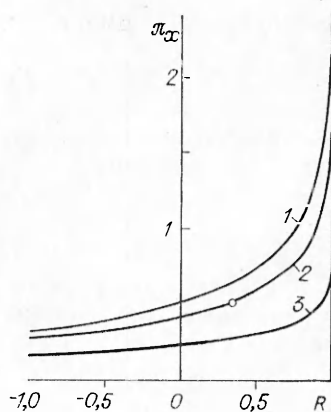


Рис. 4.

ния *I*, *III*, которые граничат с областью централизованной волны разгрузки *II*, образующейся в ПД в результате распада разрыва в начальный момент времени.

В соответствии с проведенным выше анализом исследовано изменение начального давления на границе раздела при отражении слабой ДВ от сжимаемой среды. Используемые в расчетах экспериментальные данные по ударной сжимаемости меди и плексигласа представлены в таблице. В качестве нагружающего ВВ выбран гексоген со следующими основными параметрами, используемыми в качестве масштабных [14]: $\rho_0 = 1,64 \cdot 10^3$ кг/м³, $D_{ч-ж} = 8100$ м/с, $p_{ч-ж} = 26,9$ ГПа. Расчет проводился при $k = 3$.

Материал	ρ^0 , кг/м ³	a , м/с	b	Литература
Медь	$8,93 \cdot 10^3$	3940	1,489	[12]
Плексиглас	$1,18 \cdot 10^3$	2600	1,5	[13]

Влияние параметра R на величину начального давления π_x на границе раздела показано на рис. 4. Кривая *1* определяет начальные параметры отражения ДВ от абсолютно жесткой среды, полученные в акустическом приближении, *2*, *3* — результирующие состояния при распаде разрыва в случае нагружения взрывом меди и плексигласа соответственно. Точка на кривой *2* определяет параметры состояния при нагружении по схеме 1 в переходном режиме отражения ($R = R^*$). С увеличением степени недосжатия начальное давление на границе раздела значительно уменьшается при нагружении по схеме 1 и несколько возрастает при нагружении по схеме 2. Изменение давления на нагружаемую среду с изменением R обусловлено влиянием степени недосжатия на скорость потока в отраженной волне.

Проведенный анализ свидетельствует, что использование режимов недосжатой детонации позволяет в широких пределах управлять параметрами и профилем нагрузки на исследуемое вещество, получая при этом и прямоугольные волновые профили с заданной длительностью нагружения. Последний вывод непосредственно следует из анализа пространственно-временных диаграмм нагружения.

ЛИТЕРАТУРА

- Ададуров Г. А., Гольданский В. И. Усп. химии, 1981, 50, 10.
- Ададуров Г. А., Гольданский В. И. — В кн.: Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. — Л., 1984.
- Ямпольский П. А. Вестн. АН СССР, 1975, 4.
- Барышников А. Ф., Кайнов В. Ю. и др. ФГВ, 1979, 15, 6.
- Андреев С. Г., Бойко М. М., Лазарев В. В. Тр. МВТУ, № 436. — М., 1985.
- Власова Л. Н., Соловьев В. С. ФГВ, 1983, 19, 2.
- Соловьев В. С., Андреев С. Г. и др. ФГВ, 1984, 20, 2.
- Соловьев В. С., Крамаренко В. Н. и др. ФГВ, 1981, 17, 6.

9. Казакова Е. Ю., Кондриков Б. П. и др. Тез. докл. Первого Всесоюз. симпозиума по макроскопической кинетике и химической газодинамике.— Черноголовка, 1984.
10. Зельдович Я. Б., Комнаниец А. С. Теория детонации.— М.: Гостехиздат, 1955.
11. Зельдович Я. Б., Станюкович К. П. Докл. АН СССР, 1947, 55, 7.
12. Маккуин Р., Марш С. и др.— В кн.: Высокоскоростные ударные волны.— М.: Мир, 1973.
13. Дремин А. Н., Канель Г. И. ПМТФ, 1970, 3.
14. Аттетков А. В., Бойко М. М. и др. Начальные параметры косоого отражения детонационной волны от сжимаемой преграды. ВИНТИ, № 6407-84 Деп.

*Поступила в редакцию 29/IV 1986,
после доработки — 19/VIII 1986*

О РЕГИСТРАЦИИ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ МЕДИ И СВИНЦА ПРИ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ

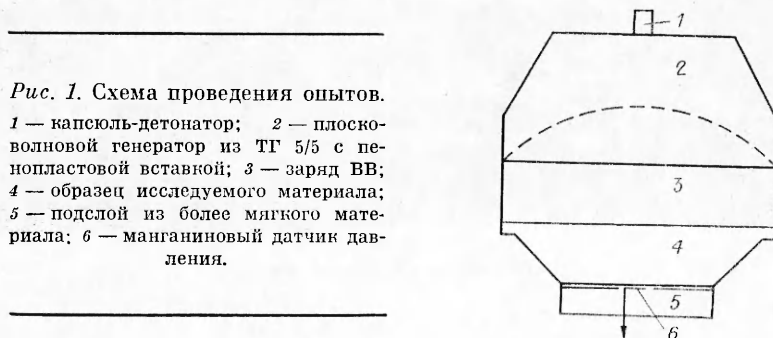
*Ю. В. Батъков, В. К. Голубев, С. А. Новиков,
Ю. С. Соболев, И. Р. Трунин*

(Москва)

С целью определения откольной прочности материалов в условиях взрывного нагружения разработан ряд экспериментальных методов, основанных на регистрации скорости свободной поверхности образца в процессе его разрушения. В работах [1—3] приводятся полученные различными методами данные по откольной прочности меди при взрывном нагружении. В [4] откольная прочность меди при относительно низкоинтенсивном ударном нагружении определялась манганиновым датчиком давления, расположенным в подслое из плексигласа. В данной работе предпринята попытка использовать этот метод для регистрации откольного разрушения меди и свинца при взрывном нагружении.

Схема проведения опытов приведена на рис. 1. Использовались заряды прессованного тротила размерами 90×20 мм. Образцы из меди и свинца имели толщину $\Delta = 20$ и 25 мм. Датчики давления располагались в подслое из плексигласа или парафина на глубине 1 мм. Процесс нагружения и регистрации осуществляется следующим образом. Плоскo-волновой генератор инициирует детонационную волну (ДВ) в заряде прессованного тротила плотностью $\rho = 1,52$ г/см³. Выход ДВ на границу образца приводит к возбуждению в нем ударной волны (УВ) со спадающим за фронтом профилем давления. Выход УВ на границу образца с более мягким подслоем приводит к тому, что обратно в образец отражается волна разрежения. Процесс взаимодействия падающей и отраженной волн приводит к образованию в материале образца зоны отрицательного давления, что и является причиной откольного разрушения. Расположенный в подслое манганиновый датчик давления [5] дает экспериментальную информацию об условиях взрывного нагружения образца и о процессе откольного разрушения материала.

Проводился также простой численный расчет (методом характеристик) реализующегося в продуктах детонации и в материале образ-



*Рис. 1. Схема проведения опытов.
1 — капсюль-детонатор; 2 — плоско-волновой генератор из ТГ 5/5 с пенопластовой вставкой; 3 — заряд ВВ; 4 — образец исследуемого материала; 5 — подслоя из более мягкого материала; 6 — манганиновый датчик давления.*