

двумя сплавами в наших экспериментах примерно одинаковы, различия в темпах спада сигналов после достижения ими второго максимума (см. рис. 3) можно, по-видимому, качественно объяснить различиями в фазовом составе конденсированных ПД.

Таким образом, проведенные опыты по наблюдению сигналов при разлете продуктов детонации в вакуум указывают на их электронную природу. Электроны появляются за счет термоэмиссии с горячих частиц углерода, ионизации ПД и остаточных газов. Разлетающиеся продукты сплавов ТГ интенсивно эмиттируют электроны 0,6—0,8 мкс, причем для составов с большим содержанием углерода это время больше. На интенсивность спада сигналов влияют скорость разлета ПД и соответствующего охлаждения и фазовый состав конденсированных продуктов детонации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дремин А. Н., Савров С. Д. и др. Детонационные волны в конденсированных средах.— М.: Наука, 1970.
2. Бриш А. А., Тарасов М. С., Цукерман В. А. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных ВВ // ЖЭТФ.— 1959.— 37.— С. 1543.
3. Ершов А. П. Ионизация при детонации конденсированных ВВ // ФГВ.— 1975.— 11, N 6.— С. 938.
4. Лямкин А. И., Матыцин А. И., Ставер А. М. Эмиссия электронов при выходе ударной волны из порошка в вакуум // ПМТФ.— 1983.— № 3.— С. 123.
5. Кук М. А. Наука о промышленных взрывчатых веществах.— М.: Недра, 1980.
6. Якушев В. В., Дремин А. Н. Природа электропроводности продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ // Докл. АН СССР.— 1975.— 221, № 5.— С. 1143.
7. Лямкин А. И., Петров Е. А., Ершов А. П. и др. Получение алмазов из взрывчатых веществ // Там же.— 1988.— 302, № 3.— С. 611.

г. Красноярск

Поступила в редакцию 22/XII 1989,  
после доработки — 3/VIII 1990

УДК 539.4

В. А. Одинцов

#### БИМОДАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФРАГМЕНТОВ ЦИЛИНДРОВ

Унимодальное распределение Вейбулла удовлетворительно описывает только спектры фрагментов цилиндров, изготовленных из хрупких сталей и нагруженных взрывом высокобризантных ВВ. Для описания бимодальных спектров, получаемых при нагружении цилиндров из пластичных сталей зарядами ТНТ и других низкобризантных ВВ, предложена статистическая модель спектра в виде гипервейбулловой функции распределения. Подтверждено хорошее согласие предложенной модели с экспериментальными спектрами фрагментов стальных цилиндров.

Вопросы разрушения металлических цилиндров под действием продуктов детонации рассматривались в [1—5]. Для описания статистического распределения фрагментов по массе используются функции распределения в массовой  $\Phi(m) = M(<m)/M$  либо в числовой форме  $F(m) = N(<m)/N_0$ , где  $M(<m)$ ,  $N(<m)$  — суммарная масса фрагментов с массой, меньшей  $m$ , и их число;  $N_0$  — полное число фрагментов;  $M$  — масса цилиндра. Плотности вероятности определяются как  $\varphi(m) = d\Phi(m)/dm$ ,  $f(m) = dF(m)/dm$ . Наиболее широко для указанного описания используется функция распределения Вейбулла, задаваемая на луче  $0 \leq m < \infty$  и применяемая в массовой [6]  $\Phi(m) = 1 - \exp[-(m/m_*)^n]$  и в числовой форме [2, 7] ( $m_*$  — характеристическая масса распределения,  $n$  — показатель качества фрагментации).

Плотность распределения определяется соотношением

$$\varphi(m) = \frac{n}{m_*} \left(\frac{m}{m_*}\right)^{n-1} \exp[-(m/m_*)^n]. \quad (4)$$

При  $n > 1$  распределение унимодальное с модой  $M = m_* (1 - 1/n)^{1/n}$ , при  $n = 1$  оно превращается в экспоненциальное, при  $n < 1$  имеет асимптотой ось ординат ( $\varphi(0) \rightarrow \infty$ ). Медиана распределения определится как  $M_e = m_* (\ln 2)^{1/n}$ . Значение  $N_0$  при известных  $M$ ,  $m_*$ ,  $n$  определится очевидным соотношением

$$N_0 = M \int_0^{\infty} m^{-1} \varphi(m) dm = \frac{M}{m_*} \int_0^{\infty} n x^{n-2} \exp(-x^n) dx.$$

Применяя подстановку  $x^n = t$  и обозначая  $1 - 1/n = p$ , получим

$$N_0 = \frac{M}{m_*} \int_0^{\infty} e^{-t} t^{p-1} dt = \frac{M}{m_*} \Gamma(p) = \frac{M}{m_*} \Gamma\left(1 - \frac{1}{n}\right).$$

Величина  $N_0$  конечна при  $n > 1$ , а при  $n \leq 1$   $N_0 = \infty$ . Плотность распределения

$$f(m) = \frac{M}{m N_0} \varphi(m) = \frac{M n}{N_0 m_*^2} \left(\frac{m}{m_*}\right)^{n-2} \exp[-(m/m_*)^n].$$

Это распределение, унимодальное при  $n > 2$ , превращается в экспоненциальное, если  $n = 2$ , и имеет асимптотой ось ординат при  $n < 2$ . Математическое ожидание массы фрагмента:

$$\langle m \rangle = \int_0^{\infty} m f(m) dm = \frac{m_*}{\Gamma(1 - 1/n)}.$$

Отношение  $\langle m \rangle / m_*$  при  $n = 1, 2, 1, 4, 2, 0$  соответственно составляет 5,58, 3,14 и 1,77.

Функция распределения фрагментов по массе определится с помощью неполной гамма-функции

$$F(m) = \int_0^m f(m) dm = \langle m \rangle \int_0^m m^{-1} \varphi(m) dm = \langle m \rangle \int_0^m e^{-t} t^{(p-1)} dt = \Gamma(p, m).$$

Число фрагментов в данном интервале масс  $m_1 - m_2$

$$N_{m_1 - m_2} = N_0 [F(m_2) - F(m_1)].$$

Результаты экспериментальных исследований показали, что дифференциальный закон распределения (1) удовлетворительно описывает только спектры фрагментов цилиндров, изготовленных из сравнительно хрупких сталей и нагруженных с большой интенсивностью ( $\rho_0 D^2 \geq p_{кр} = 80$  ГПа) ( $\rho_0$ ,  $D$  — плотность ВВ и скорость детонации,  $p_{кр}$  — некоторая критическая величина). Цилиндры из пластичных сталей с невысоким содержанием углерода при низкоамплитудной нагрузке ( $\rho_0 D^2 < 80$  ГПа) дают бимодальные спектры, которые не могут быть описаны соотношением (1).

Образование бимодальных спектров обусловлено особенностями процесса разрушения цилиндра. Согласно двухкомпонентной модели спектра [5], масса фрагментов состоит из двух частей — спектра крупных (основных, «квазирегулярных») фрагментов с общим числом  $N_q$  и суммарной массой  $M_q$ , образующихся делением цилиндра продольными магистральными трещинами, и сопутствующего спектра мелких «стохастических» фрагментов с общей массой  $M_a$  ( $M_a + M_q = M$ ). Число квазирегулярных фрагментов для цилиндра определяется соотношением

$$N_q = n_0 n_L.$$

Число фрагментов, на которые делится цилиндр по окружности и длине, может быть определено по формулам:

$$n_0 = \frac{2\pi}{3\xi_0} \sqrt{\frac{\chi_0^2}{1-\chi_0^2}} \sqrt{F}, \quad (2)$$

$$n_L = 1 + FK_b/3000\delta_d, \quad (3)$$

где  $F = \rho_0 D^2 a_0^{1/2} / E_s^{1/2} \sigma_s^{1/2}$  — безразмерный параметр фрагментации;  $\chi_0 = a_0/b_0 = 1 - 2\delta_d$  — относительный внутренний радиус цилиндра;  $\delta_d = \delta_0/d_0$  — относительная толщина стенки цилиндра;  $a_0, b_0$  — внутренний и внешний радиусы цилиндра;  $E_s, \sigma_s$  — удельная энергия разрушения (Дж/м<sup>2</sup>) и предел текучести;  $d_0$  — внешний диаметр цилиндра;  $K_b$  — коэффициент, учитывающий ветвление трещин (в первом приближении  $K_b = 1,5$ ).

Структура параметра  $F$  указывает на наличие масштабного эффекта  $n_0 \sim a_0^{1/4}$  при квазирегулярном дроблении. Существование масштабного эффекта такого порядка подтверждено экспериментально в [8]. Случай  $n_L = 1$  соответствует образованию «полос», т. е. фрагментов с длиной, равной длине цилиндра.

Формулы (2), (3) определяют средние для цилиндра значения  $n_0, n_L$ . Фактически величина  $n_0$  переменная по длине цилиндра, что связано с взаимодействием «решетчатого» фронта магистральных трещин, двигающегося со скоростью  $v_{кр} < D$  с зоной пластической деструкции, развивающейся в пространстве между фронтами детонации и трещин [2, 9]. Дифференциальное уравнение  $d\bar{n}/dt = A\omega(1-\gamma)$ , описывающее выбывание магистральных трещин первичного семейства при их начальном числе  $\bar{n}_0$  ( $\omega$  — поврежденность,  $\gamma \geq 1$  — извилистость траектории трещины), совместно с выражением, определяющим скорость формирования «компенсационных» трещин, и другими уравнениями составляет систему, решение которой позволяет определить зависимости  $\bar{n}(z), n(z), \omega(z), n_0(z), \gamma(z)$  и т. д. ( $n_0 = \bar{n} + n, z \leq L_0$  — осевая координата,  $L_0$  — длина цилиндра). При  $\bar{n}(L_0) = \bar{n}_0$  реализуется только режим «полос», при  $\bar{n}_0 > \bar{n}(L_0) > 0$  обеспечивается присутствие отдельных «полос» в спектре, если  $\bar{n}(L_0) = 0$ , «полос» в спектре нет.

Для описания бимодальных спектров введем функцию распределения:

$$\Phi(m) = 1 - \xi \exp\left[-\left(\frac{m}{m_a}\right)^\alpha\right] - (1 - \xi) \exp\left[-\left(\frac{m}{m_b}\right)^\beta\right].$$

Плотность распределения описывается соотношением

$$\varphi(m) = \xi \frac{\alpha}{m_a} \left(\frac{m}{m_a}\right)^{\alpha-1} \exp\left[-\left(\frac{m}{m_a}\right)^\alpha\right] + (1 - \xi) \frac{\beta}{m_b} \left(\frac{m}{m_b}\right)^{\beta-1} \exp\left[-\left(\frac{m}{m_b}\right)^\beta\right]. \quad (4)$$

Такое распределение, представляющее собой смесь распределений Вейбулла, можно назвать гипервейбулловым, аналогично тому, как смесь экспоненциальных распределений называют гиперэкспоненциальным (оно имеет место при  $\alpha = \beta = 1$ ). В дальнейшем примем, что первое слагаемое описывает в основном сопутствующую, а второе — квазирегулярную часть спектра ( $m_b > m_a$ ). Коэффициент  $\xi$  устанавливает соотношение этих частей.

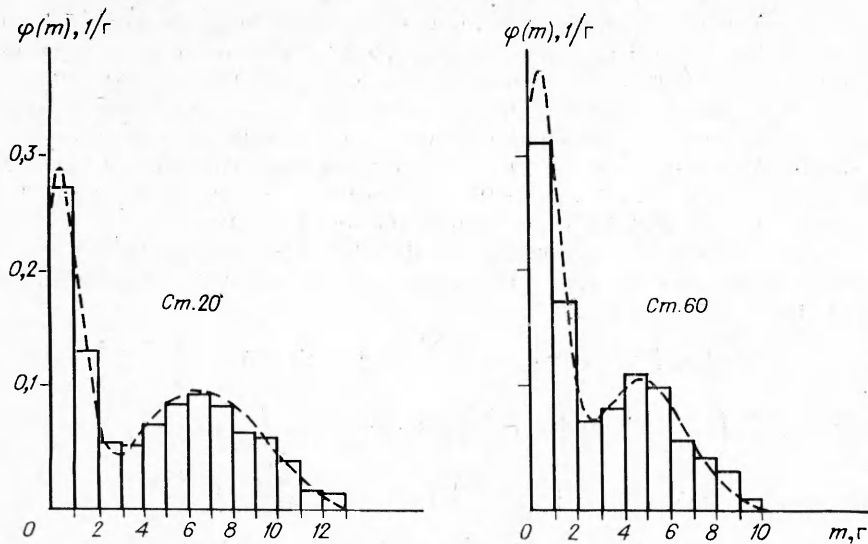
Математическое ожидание массы фрагмента определится как

$$\langle m \rangle = \xi m_a / \Gamma(1 - 1/\alpha) + (1 - \xi) m_b / \Gamma(1 - 1/\beta).$$

Общее число фрагментов  $N_0 = M/\langle m \rangle$ . Плотность распределения

$$f(m) = \langle m \rangle \left[ \frac{\xi \alpha}{m_a^2} \left(\frac{m}{m_a}\right)^{\alpha-2} \exp\left[-\left(\frac{m}{m_a}\right)^\alpha\right] + \frac{(1-\xi)\beta}{m_b^2} \left(\frac{m}{m_b}\right)^{\beta-2} \exp\left[-\left(\frac{m}{m_b}\right)^\beta\right] \right].$$

Из приведенных выше соображений следует, что мода  $M$  квазирегулярной части может быть принята приближенно, равной средней массе



квазирегулярного фрагмента  $\bar{m}_b$ . Характеристическая масса квазирегулярной части:

$$m_b = \bar{m}_q / (1 - 1/\beta)^{1/\beta}.$$

Характерные бимодальные спектры стальных цилиндров, изготовленных из Ст. 20 и 60 и наполненных ТНТ, представлены на рисунке. Цилиндры имели следующие размеры: внешний диаметр  $d_0 = 45$  мм, внутренний диаметр  $d_a = 30$  мм, толщина стенки  $\delta_0 = 7,5$  мм (относительная толщина стенки  $\delta_a = 1/6$ ,  $\chi_0 = 2/3$ ,  $L_0 = 120$  мм,  $\rho_0 = 1600$  кг/м<sup>3</sup>,  $D = 6900$  м/с,  $\rho_0 D^2 = 76,2$  ГПа,  $M = 830$  г).

В качестве величины  $E_s$  в данном случае принято значение ударной вязкости  $a_n$ . Механические свойства, параметр фрагментации  $F$  и расчетные значения величины представлены в таблице.

Масса и относительная масса  $\mu_q$  квазирегулярных фрагментов определялись по выражениям

$$\bar{m}_q = M \mu_q / N_q, \quad \mu_q = n_{\theta} m' / M'.$$

Здесь  $n_{\theta}$  — число окружных делений цилиндра, определенное выкладкой фрагментов на плоскость развертки цилиндра;  $m'$  — средняя масса фрагмента на единицу длины (определяется для выборки  $n$  фрагментов по формуле  $m' = \sum_{i=1}^n m_i / \sum_{i=1}^n l_i$ );  $M'$  — масса цилиндра на единицу длины (в данном случае  $M' = 6,9$  г/мм). Соответствующие значения даны в таблице ( $l_{\max}$  — максимальная длина фрагмента).

Обращает на себя внимание хорошее совпадение расчетных и экспериментальных величин  $n_{\theta}$  и небольшой разброс величин  $\mu_q$ . В дальнейших расчетах принималось для обеих сталей  $\mu_q = 0,5$ . Величины  $m'$  достаточно стабильны, значение коэффициента вариации  $V = s/m \leq 0,2$  ( $s$  — среднее квадратичное отклонение).

Обработка большого количества бимодальных спектров показала, что значительную часть их удается описать при фиксированных  $\alpha = 3/2$ ,

Материал	Расчет								Эксперимент					
	$\sigma_s$ , ГПа	$a_n$ , МДж/м <sup>3/2</sup>	$F$	$n_{\theta}$	$n_L$	$N_g$	$\bar{m}_g$ , г	$m_b$ , г	$n_{\theta\theta}$	$n_{\theta\theta}/n_{\theta}$	$m'$ , г/мм	$\mu_q$	$l_{\max}$ , мм	$\langle m \rangle$ , г
Ст. 20	0,45	0,9	464	26,1	2,39	62,4	6,65	7,61	27	1,03	0,133	0,52	84	3,59
Ст. 60	0,60	0,4	602	29,7	2,81	81,5	5,10	5,84	31	1,04	0,105	0,47	59	2,27

$\beta = 3$ . Для рассматриваемых цилиндров оказалось возможным также принять  $m_a = \text{const} = 1,0$  г. Значения  $m_b$  приняты в соответствии с данными таблицы,  $\xi = 0,39$  и  $0,52$ . Плотности вероятности, вычисленные при этих значениях, показаны на рисунке штриховыми линиями. Отмечается хорошее совпадение экспериментальных и расчетных результатов. Как и следовало ожидать, для Ст. 60 бимодальной характер спектра выражен менее четко. Расчетные значения математического ожидания массы фрагмента представлены в последней колонке таблицы.

В заключение приведем сводку формул, описывающих бимодальное распределение фрагментов, для случая, когда уравнение Вейбулла принято в числовой формуле:

$$F(m) = 1 - \chi \exp \left[ -\left(\frac{m}{m_e}\right)^\varepsilon \right] - (1 - \chi) \exp \left[ -\left(\frac{m}{m_h}\right)^\kappa \right],$$

$$f(m) = \chi \frac{\varepsilon}{m_e} \left(\frac{m}{m_e}\right)^{\varepsilon-1} \exp \left[ -\left(\frac{m}{m_e}\right)^\varepsilon \right] + (1 - \chi) \frac{\kappa}{m_h} \left(\frac{m}{m_h}\right)^{\kappa-1} \exp \left[ -\left(\frac{m}{m_h}\right)^\kappa \right],$$

$$\langle m \rangle = \chi m_e \Gamma \left( 1 + \frac{1}{\varepsilon} \right) + (1 - \chi) m_h \Gamma \left( 1 + \frac{1}{\kappa} \right),$$

$$N_0 = M / \langle m \rangle, \quad N_{m_1 - m_2} = N_0 [F(m_2) - F(m_1)],$$

$$\varphi(m) = \frac{1}{\langle m \rangle} \left( \chi \varepsilon \left(\frac{m}{m_e}\right)^\varepsilon \exp \left[ -\left(\frac{m}{m_e}\right)^\varepsilon \right] + (1 - \chi) \kappa \left(\frac{m}{m_h}\right)^\kappa \exp \left[ -\left(\frac{m}{m_h}\right)^\kappa \right] \right).$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Одинцов В. А., Чудов Л. А. Расширение и разрушение оболочек под действием продуктов детонации // Проблемы динамики упругопластических сред.— М.: Мир, 1975.
2. Одинцов В. А. Механика импульсного разрушения цилиндров.— Вопросы физики взрыва и удара: Сб. статей МВТУ.— М., 1980.— Вып. 1.— С. 22—70.
3. Одинцов В. А., Стаценко Т. Г. Разрушение цилиндров на волновой стадии // Изв. АН СССР. МТТ.— 1980.— № 2.— С. 113—119.
4. Колобанова А. Е., Одинцов В. А., Чудов Л. А. Распространение трещины в цилиндре, нагруженном взрывом // Там же.— 1982.— № 1.— С. 138—149.
5. Одинцов В. А. Двухкомпонентная модель спектра разрушения цилиндров. Механика импульсных процессов: Сб. статей МВТУ.— М., 1982.— № 387.
6. Кошелев Э. А., Кузнецов В. М., Сафронов С. Т. и др. Статистика осколков, образующихся при разрушении твердых тел взрывом // ПМТФ.— 1971.— № 2.— С. 87—100.
7. Molitz H. Einige Bemerkungen zu den Verteilungsfunktionen der Splittergrößen // Explosivstoffe.— 1973.— N 2.— S. 33—40.
8. Одинцов В. А. Масштабный эффект при разрушении цилиндров // Динамическая прочность и трещиностойкость конструкционных материалов/Под ред. Г. В. Степанова.— Киев: Институт проблем прочности АН УССР, 1986.— С. 274—282.
9. Колобанова А. Е., Одинцов В. А. Взаимодействие осевых магистральных трещин с микродефектами при импульсном нагружении цилиндров: Тез. докл. I Всесоюз. конф. «Механика разрушения материалов».— Львов, 1987.

г. Москва

Поступила в редакцию 18/X 1990

УДК 534.222.2

Б. Е. Гельфанд, А. М. Баргенов, С. М. Фролов

### РАСЧЕТ ВЗРЫВНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМЕ РАСПЛАВЛЕННЫЙ МЕТАЛЛ — ОХЛАДИТЕЛЬ В МОДЕЛИ ТЕРМИЧЕСКОЙ ДЕТОНАЦИИ

Рассматривается модель стационарной термической детонации, описывающая взрывное взаимодействие расплавленного металла с охладителем с учетом потерь импульса на трение со стенкой канала. Формулируются правила отбора скорости стационарной термической детонации. Исследуется зависимость параметров детонации от начальных условий и механизма фрагментации капель расплавленного металла.