

УДК 539.3

© 1992 г. В. А. ОДИНЦОВ

ГИПЕРЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ ВЗРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЦИЛИНДРОВ

Законы распределения фрагментов, полученных при разрушении металлических цилиндров взрывом, в общем случае являются бимодальными, что обусловлено наличием двух разнородных морфологических совокупностей фрагментов. Для описания бимодальных спектров предложена статистическая модель в виде гиперэкспоненциальной функции распределения. Подтверждено хорошее согласие предложенной модели с экспериментальными спектрами фрагментов стальных цилиндров.

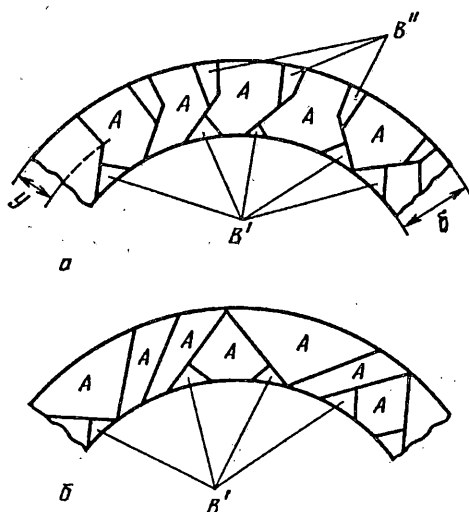
Механика высокоскоростной деформации и разрушения цилиндров под действием продуктов детонации рассматривалась в [1—8]. В [5, 9, 10] показано, что спектры разрушения (распределения фрагментов по массе) в общем случае имеют бимодальный характер. Бимодальный характер спектра наиболее отчетливо выявляется на дифференциальном законе распределения (гистограмме) в форме масса по массе $\dot{\varphi}(m) = M_i / M \Delta m_i$, где Δm_i — интервал масс фрагментов, M_i — суммарная масса фрагментов в данном интервале, M — масса цилиндра.

Наиболее ярко выраженные бимодальные спектры имеют место при дроблении цилиндров, изготовленных из вязких низкоуглеродистых сталей и наполненных взрывчатым веществом (ВВ) с небольшой скоростью детонации D ($D < 7000$ м/с), например, тринитротолуолом (ТНТ). При увеличении содержания углерода в стали и повышении скорости детонации ВВ моды сглаживаются и распределение фрагментов приближается к унимодальному. Для статистического описания унимодальных спектров наиболее широко используется функция распределения Вейбулла, задаваемая на луче $m \in [0, \infty)$ формулой

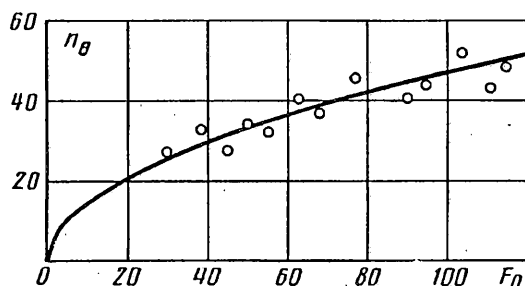
$$F(m) = N(< m) / N_0 = 1 - \exp[-(m/m_0)^\Lambda] \quad (1)$$

где $N(< m)$ — число фрагментов с массой, меньшей m ; N_0 — полное число фрагментов с массой, большей нуля (теоретическая константа), m_0 — характеристическая масса распределения; Λ — показатель качества фрагментации (при увеличении Λ спектр становится более однородным). В зарубежной литературе закон Вейбулла при $\Lambda = 0,5$ называют законом Мотта.

Медиана распределения Me и число фрагментов N_s с массой, большей m_s , определяются формулами $Me = m_0 (\ln 2)^{1/\Lambda}$, $N_s = N_0 \exp[-(m_s/m_0)^\Lambda]$, плотность распределения имеет вид $f(m) = \Lambda m_0^{-1} (m/m_0)^{\Lambda-1} \exp[-(m/m_0)^\Lambda]$. При $\Lambda > 1$ распределение является унимодальным и имеет моду $m_0(1 - 1/\Lambda)^{1/\Lambda}$, при $\Lambda = 1$ превращается в экспоненциальное распределение, при $\Lambda < 1$ имеет асимптотой ось ординат. Возможность использования закона Вейбулла для описания принципиально различных типов дробления является его очевидным преимуществом.



Фиг. 1



Фиг. 2

Математическое ожидание массы фрагмента определяется как

$$\langle m \rangle = \int_0^{\infty} m f(m) dm = m_0 \Gamma(1 + 1/\Lambda)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция.

Теоретическая константа N_0 определяется соотношением

$$N_0 = M/\langle m \rangle = M/m_0 \Gamma(1 + 1/\Lambda)$$

Значение m_0 , при котором имеет место максимум N_s , равно

$$m_0 = m_s \Lambda^{1/\Lambda}, \quad N_s^{\max} = M/m_s (\Lambda e)^{1/\Lambda} \Gamma(1 + 1/\Lambda)$$

Дифференциальный закон распределения масса по массе имеет вид

$$\varphi(m) = m N_0 f(m) / M = \Lambda \langle m \rangle^{-1} (m/m_0)^{\Lambda} \exp[-(m/m_0)^{\Lambda}]$$

и при любом значении Λ проходит через начало координат. Интегральный закон распределения масса по массе $\Phi(m) = M(<m)/M$ ($M(<m)$ — суммарная масса фрагментов, каждый из которых имеет массу, меньшую m) в общем случае не может быть получен в квадратурах. При $\Lambda = 1/n$, где n — целое положительное число, закон $\Phi(m)$ может быть получен в виде ряда.

Для описания бимодальных спектров (в общем случае полимодальных) распределение Вейбулла может быть применено либо в отдельных диапазонах масс [5], либо в качестве элемента суперпозиции. Образование бимодальных спектров обусловлено особенностями разрушения цилиндра, в котором основную роль играет распространение продольных магистральных трещин. В частном случае при сочетании низкоуглеродистые стали-низкобрызгантные ВВ, типа аммотолов возможно образование спектров крупных фрагментов ($\Lambda \gg 1$) с длиной фрагмента, равной длине цилиндра (спектра полос) и пренебрежимо малой массой мелких фрагментов. В общем случае в спектре фрагментов выделяются две разнородные морфологические совокупности фрагментов — крупные (основные, квазирегулярные [5]) фрагменты типа А, образованные магистральными трещинами и содержащие обе исходных поверхности цилиндра) и сопутствующие мелкие фрагменты типа В, содержащие одну исходную поверхность (фиг. 1). Спектр фрагментов типа В включает в себя два подкласса: B' — фрагменты контактной зоны, примыкающей к заряду ВВ, образованные поверхностями сдвига, B'' — фрагменты зоны, расположенной у внешней поверхности цилиндра,

образованные в основном (для среднеуглеродистых и высокоуглеродистых сталей) хрупкими отрывами радиального направления.

Экспериментальные обработки спектров фрагментов унифицированных цилиндров № 12 (внутренний диаметр $d_a = 40$ мм, наружный диаметр $d_0 = 60$ мм, длина камеры $L_0 = 160$ мм, относительная толщина стенки $\delta_a = \delta_0/d_0 = 1/6$, относительное удлинение заряда $\lambda_0 = L_0/d_a = 4$) показали, что нижний доверительный предел m_n для фрагментов типа А и верхний доверительный предел m_p для фрагментов типа В составляют соответственно 1 и 4г. Интервал $m \in (1, 4]$ содержит смесь фрагментов обоих типов и может рассматриваться как средняя фракция с относительным содержанием μ_c . Мелкая фракция $m \in [0, 1]$ с относительным содержанием μ_n включает в себя преимущественно фрагменты типа В, а крупная фракция $m \in (4, \infty)$ с относительным содержанием μ_k — преимущественно фрагменты типа А.

Формирование бимодального спектра при пространственно-временном разрушении цилиндра с взаимодействием трех систем трещин — первичных магистральных трещин, вторичных трещин и трещин распределенной (диффузной) поврежденности рассмотрено в [9, 10]. При этом фронт трещин рассматривается как система, в которой развивается марковский случайный процесс, описываемый системой уравнений динамики средних.

Для статистического описания бимодальных спектров используем функцию распределения в виде

$$F(m) = 1 - \xi \exp[-(m/m_a)^\alpha] - (1 - \xi) \exp[-(m/m_b)^\beta] \quad (2)$$

m_a, m_b — соответственно характеристические массы основного и сопутствующего спектров; ξ — коэффициент, устанавливающий соотношение этих частей спектра. Плотность распределения описывается соотношением

$$f(m) = \xi \alpha m_a^{-1} (m/m_a)^{\alpha-1} \exp[-(m/m_a)^\alpha] + (1 - \xi) \beta m_b^{-1} (m/m_b)^{\beta-1} \exp[-(m/m_b)^\beta]$$

Такое распределение, представляющее собой смесь распределений Вейбулла (в общем случае полимодальное с несколькими членами) можно назвать гипервейбулловским. Математическое ожидание массы фрагмента определится как

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

Дифференциальный закон распределения масса по массе имеет вид

$$\varphi(m) = \langle m \rangle^{-1} \{ \xi \alpha (m/m_a)^\alpha \exp[-(m/m_a)^\alpha] + (1 - \xi) \beta (m/m_b)^\beta \exp[-(m/m_b)^\beta] \}$$

Это распределение имеет обе моды, большие нуля. Суммарная масса фрагментов в интервале масс $m_1 - m_2$ определяется соотношением

$$M_{m_1 - m_2} = M \int_{m_1}^{m_2} \varphi(m) dm$$

Относительные массы мелкой ($m \leq m_n$), средней ($m_n < m \leq m_p$) и крупной ($m > m_p$) фракций определяются формулами

$$\mu_n = \int_0^{m_n} \varphi(m) dm, \quad \mu_c = \int_{m_n}^{m_p} \varphi(m) dm, \quad \mu_k = 1 - (\mu_n + \mu_c)$$

Гипервейбулловское бимодальное распределение в общем случае содержит пять параметров ($m_a, m_b, \alpha, \beta, \xi$) и позволяет описывать спектры фрагментов в широком диапазоне сочетаний «металл — ВВ — геометрия», в том числе и редулируемые спектры. Для практических расчетов желательно уменьшить число па-

параметров распределения. Статистическая обработка экспериментальных спектров унифицированных цилиндров [9] показала, что большую часть их удается описать с помощью гиперэкспоненциального распределения, представляющего частный случай гипервейбулловского распределения при $\alpha = \beta = 1$.

$$F(m) = 1 - \xi \exp(-m/m_a) - (1 - \xi) \exp(-m/m_b)$$

$$f(m) = \xi m_a^{-1} \exp(-m/m_a) + (1 - \xi) m_b^{-1} \exp(-m/m_b) \quad (3)$$

$$\langle m \rangle = \xi m_a + (1 - \xi) m_b$$

$$N_0 = M/\langle m \rangle, \quad N_s = N_0 [\xi \exp(-m_s/m_a) + (1 - \xi) \exp(-m_s/m_b)]$$

Дифференциальный закон распределения масса по массе в этом случае представляет композицию гамма-распределений

$$\varphi(m) = \langle m \rangle^{-1} [\xi m m_a^{-1} \exp(-m/m_a) + (1 - \xi) m m_b^{-1} \exp(-m/m_b)] \quad (4)$$

Числа фрагментов типа *A* и типа *B* и их относительные массы определяются соотношениями

$$N_{a0} = \xi N_0, \quad N_{b0} = (1 - \xi) N_0, \quad \mu_a = m_a \xi / \langle m \rangle, \quad \mu_b = m_b (1 - \xi) / \langle m \rangle$$

а относительные массы фракций — соотношениями

$$\mu_m = \langle m \rangle^{-1} \{ \xi m_a [1 - (1 + m_n/m_a) \exp(-m_n/m_a)] +$$

$$+ (1 - \xi) m_b [1 - (1 + m_n/m_b) \exp(-m_n/m_b)] \}$$

$$\mu_c = \langle m \rangle^{-1} \{ \xi m_a [(1 + m_n/m_a) \exp(-m_n/m_a) - (1 + m_n/m_a) \exp(-m_n/m_a)] + \dots$$

$$\dots + (1 - \xi) m_b [(1 + m_n/m_b) \exp(-m_n/m_b) - (1 + m_n/m_b) \exp(-m_n/m_b)] \}$$

Прогнозирование параметров m_a , m_b , ξ для данного сочетания металл-ВВ-геометрии по результатам решения пространственно-временной задачи о взаимодействии трещин рассматривалось в [10]. Трудности использования этого решения в практических расчетах связаны с отсутствием в ряде случаев достоверной информации о величинах параметров, входящих в систему уравнений. Поэтому представляют интерес приближенные оценки параметров m_a , m_b , основанные на предположении о постоянстве характеристик дробления по длине цилиндра.

На основании результатов экспериментальных исследований и анализа размерностей установлено, что основными определяющими безразмерными параметрами при фрагментации цилиндров являются относительная толщина стенки δ_a , удлинение камеры λ_0 и безразмерный параметр фрагментации, определяемый соотношением

$$F_0 = \rho_0 D^2 a_0^{1/2} / G^{1/2} E_s^{1/2} \quad (5)$$

Здесь ρ_0 — плотность ВВ, D — скорость детонации, a_0 — внутренний радиус цилиндра, G — модуль сдвига металла, E_s — удельная энергия разрушения (Дж/м²). Для унифицированных цилиндров с удлинением $\lambda_0 = 4$ и фиксированной относительной толщиной стенки δ_a (в данном случае $\delta_a = 1/6$) все безразмерные характеристики фрагментации зависят только от параметра F_0 .

Статистические обработки спектров фрагментов унифицированных цилиндров при различных сочетаниях металл — ВВ в диапазоне изменения параметра фрагментации $25 \leq F_0 \leq 150$ показали, что зависимость характеристической массы m_a основных фрагментов от параметра F_0 является более сильной, чем соответствующая зависимость для характеристической массы m_b сопутствующего спектра.

Это объясняется тем, что параметр фрагментации оказывает влияние при формировании основных фрагментов типа А как на окружное, так и на продольное деление цилиндра, причем числа основных фрагментов n_θ , n_L , на которые делится цилиндр по окружности и длине оказываются приблизительно пропорциональными $\sqrt{F_0}$. В частности, для величины n_θ ранее [9] показано существование зависимости

$$n_\theta = \frac{2\pi}{3\xi_0} \sqrt{\frac{(0,5 - \delta_d)^2}{(1 - \delta_d)\delta_d}} \sqrt{F_0}$$

Коэффициент ξ_0 в диапазоне $\delta_d = 0,1 - 0,2$ может быть принят равным 0,41. При $\delta_d = 1/6$ получаем $n_\theta = 4,6 \sqrt{F_0}$. Соответствующая кривая и экспериментальные точки представлены на фиг. 2. Учитывая, что средняя масса основного фрагмента согласно [5] определяется как $\bar{m}_a = \mu M / n_\theta n_L$, где M — масса цилиндра, μ — относительная масса основных фрагментов, получим $m_a \sim 1/\sqrt{F_0}$. В первом приближении безразмерные характеристические массы могут быть определены соотношениями

$$m_a = 30\gamma_0\delta_0^3/F_0, \quad m_b = 0,275\gamma_0\delta_0^3/\sqrt{F_0} \quad (6)$$

здесь δ_0 — толщина стенки цилиндра, γ_0 — плотность металла.

Сравнение расчетных результатов с данными экспериментов проводились для унифицированных цилиндров № 12 [9]. Были взяты сочетания металл-ВВ с большим перепадом величины F_0 (сталь 20/ТНТ и сталь 60/флегматизированный октоген). Характеристики ВВ и металла, значения F_0 и расчетные значения характеристик бимодальных спектров при $\xi = 0,4$ представлены в табл. 1. В качестве величины E_s использовалось значение ударной вязкости a_u , модуль сдвига принят $G = 81$ ГПа, значения m_a и m_b даны с округлением. Размерности величин ρ_0 г/см³, D м/с, E_s кДж/м², m_a , m_b , $\langle m \rangle$ г.

Сравнение расчетных и экспериментальных значений чисел фрагментов с массой более 0,25 г ($N_{0,25}$), более 0,5 г ($N_{0,5}$) и относительных масс мелкой и средней фракций представлено в табл. 2. Расчетные дифференциальные законы распределения в форме масса по массе $\varphi(m) = M^{-1}dM(<m)/dm$ и соответствующие экспериментальные гистограммы представлены на фиг. 3 (а — сталь 20/ТНТ, б — сталь 60/флегматизированный октоген).

В табл. 3 представлены главные морфологические характеристики основных фрагментов типа А. Здесь $\bar{m}'$, г/см³ — средняя масса фрагмента на единицу длины ($m' = m/l$, где m , l — соответственно масса и длина фрагмента, $l_{\max}$ — максимальная длина фрагмента, мм, $\bar{l}_s$ — средняя длина для выборки пяти наиболее длинных фрагментов, мм, $\lambda_{\max}$ — максимальное удлинение фрагмента ($\lambda = \sqrt{\gamma_0 P/m}$), Ω — средний относительный периметр поперечного сечения фрагмента ($\Omega = P/\sqrt{\Psi}$, где P — периметр сечения, Ψ — площадь поперечного сечения фрагмента), $\bar{y}$ — относительная глубина зоны отрывного разрушения ($\bar{y} = y/\delta$, см. фиг. 1), n_θ — число окружных делений цилиндра, r — коэффициент корреляции случайных величин Ψ , L .

Величины P и Ψ определялись по шлифам поперечных сечений фрагментов с помощью анализатора изображений «Квантитет». Числа n_θ окружных делений цилиндра определялись выкладкой фрагментов на площадь развертки боковой поверхности цилиндра и расчетом с использованием формулы $n_\theta = M'\mu/\bar{m}'$, где M' — масса цилиндра на единицу длины.

Как видно из таблиц и фиг. 3, полученные спектры резко различаются как по числам фрагментов и законам распределения, так и по морфологическим характеристикам. Для пары ст. 20/ТНТ имеет место четко выраженный бимодальный спектр длинных фрагментов сдвигового происхождения (фиг. 1, б) с

Таблица 1

Сочетание	ρ_0	D	E_s	F_0	m_a	m_b	$\langle m \rangle$	N_0
ст. 20/ТНТ	1,55	6700	1400	29,1	8,0	0,4	3,44	773
ст. 60/флегм. октоген	1,75	8600	300	117	2,0	0,2	0,92	2890

Таблица 2

Сочетание		$N_{0,25}$	$N_{0,5}$	μ_m	μ_c
ст. 20/ТНТ	расч. эксп.	547 550	423 425	0,056 0,068	0,097 0,098
ст. 60/октоген флегматизир.	расч. эксп.	1517 1456	1042 1072	0,201 0,236	0,442 0,426

Таблица 3

Сочетание	$\bar{m}'$	$l_{\max}$	$\bar{l}_s$	$\lambda_{\max}$	Ω	$\bar{y}$	n_0	r
ст. 20/ТНТ	3,30	141	116	17,4	5,6	0,2	26	0,70
ст. 60/октоген флегматизир.	1,74	62	43	11,2	5,1	0,5	48	0,52

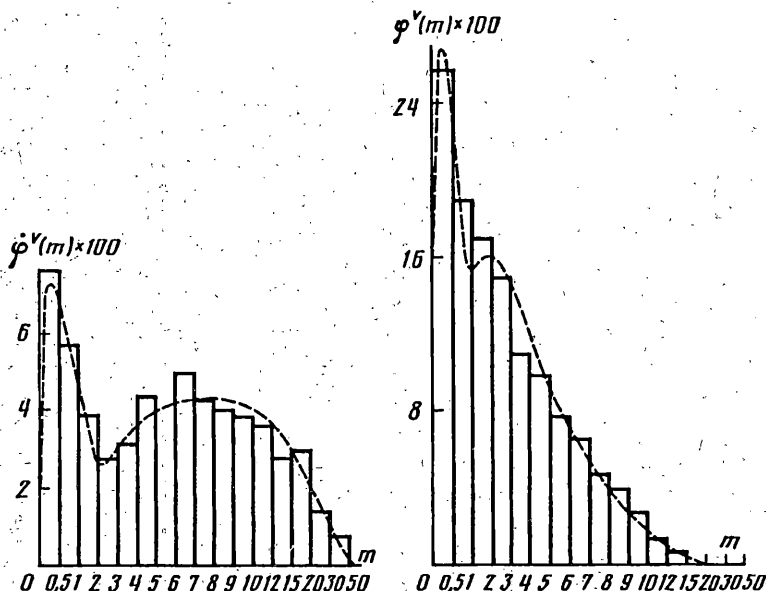
доминирующим содержанием крупной фракции ($\mu_c = 0,834$). По критериям [9] дробление является неудовлетворительным ($N_{0,25} < 1000$, $\mu_c < 0,4$). Яркое выраженный неравномерный характер дробления низкоуглеродистой стали подтверждается наличием в спектре сверхдлинных фрагментов с относительной длиной $\lambda > 15$. Относительная максимальная длина фрагмента $\bar{l} = l_{\max}/L_0$ составляет 0,88, т. е. процесс приближается к режиму фрагментации — образованию полос (фрагментов с длиной, равной длине цилиндра). Характерное для низкоуглеродистых сталей разрушение сдвигом почти по всей толщине цилиндра приводит к большому значению относительного периметра $\Omega = 5,6$. В отдельных фрагментах значение Ω достигало 6,0—6,5. Для сравнения укажем, что для сечения ромбической формы с острым углом 45° величина Ω составляет 4,76.

О неравномерном характере фрагментации свидетельствует также большая величина ($r = 0,70$) коэффициента корреляции $r = \text{cov}(\Psi l) / \sqrt{D_\Psi D_l}$ между величинами Ψ , l , как зависимыми компонентами случайного вектора $\{\Psi, l\}$ ($\text{cov}(\Psi, l)$ — ковариация (корреляционный момент) случайных величин Ψ , l ; D_Ψ , D_l — дисперсии этих величин). Уравнение регрессии имеет вид $l = 12,7 \Psi + 3,94$ (l [см], $[\Psi]$ см²). Поскольку для зависимых величин Ψ , l математическое ожидание объема фрагмента V определяется соотношением

$$\langle V \rangle = \langle \Psi \rangle \langle l \rangle + \text{cov}(\Psi, l)$$

$\langle \Psi \rangle$, $\langle l \rangle$ — соответственно математические ожидания площади поперечного сечения и длины фрагмента, то наличие положительной ковариации Ψ , l неблагоприятно влияет на спектр фрагментов, увеличивая средний объем фрагмента.

Сочетание сталь 60/октоген дает близкий к унимодальному спектр фрагментов, образованных по схеме (фиг. 1, а), характерной для средне- и высокоуглеродистых сталей — хрупкий отрыв во внешнем слое, где реализуется смешанное напряженное состояние $\sigma_\theta > 0$, $\sigma_r < 0$ и сдвиг во внутреннем слое, где реализуется состояние всестороннего неравномерного сжатия $\sigma_\theta < 0$, $\sigma_r < 0$ (σ_θ , σ_r — соответст-



Фиг. 3

венно тангенциальные и радиальные напряжения). Число фрагментов $N_{0,25} = 1456$ более чем в 2,5 раза превышает соответствующее число для пары ст. 20/ТНТ. По критериям [9] уровень дробления является удовлетворительным ($2000 > N_{0,25} \geq 1000$), $\mu_c \geq 0,4$), но остается далеким от достижимого уровня, определяемого для унифицированного цилиндра № 12 по теоретическим оценкам [9] числами $N_{0,25} = 3000$, $\mu_c = 0,5$. Относительно невысокий уровень дробления стали 60 даже при воздействии такого мощного ВВ как октоген подтверждается значительной величиной $\lambda = 11,2$, соответствующей классу длинных фрагментов, и довольно высоким значением относительного периметра $\Omega = 5,1$. Корреляция $\Psi - l$ является относительно слабой. Следует также отметить для обеих пар хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений числа окружных делений цилиндра n_θ (для пары ст. 20/ТНТ соответственно 24,8 и 26, для пары ст. 60/октоген — 49,7 и 48).

В обоих случаях расчетная статистическая модель (4) при использовании соотношений (5, 6) удовлетворительно описывает получающиеся разнородные спектры. При переходе к более интенсивному дроблению моды сглаживаются и спектр $f(m)$ в числовом виде становится практически неотличимым от спектра Вейбулла. Вопрос применимости той или иной статистической модели для каждого конкретного сочетания λ_0 , δ_a , F_0 требует дальнейших исследований. Для цилиндров № 12 при $F_0 \leq 50$ следует использовать гиперэкспоненциальную (3) или в более общем случае гипервейбулловскую модель (2). При $F_0 > 50$ может с достаточной точностью применяться распределение Вейбулла (1). При этом показатель Λ зависит от величины безразмерного параметра фрагментации F_0 и определяется по диапазонам $\Lambda = 0,4$ при $75 > F_0 > 50$, $\Lambda = 0,5$ при $100 > F_0 > 75$, $\Lambda = 0,6$ при $F_0 > 100$. Характеристическая масса спектра Вейбулла может быть приближенно определена с помощью соотношения $m_0 = \gamma_0 \delta_0^3 / 2 \delta_a F_0$.

В заключение отметим, что аналогичные бимодальные распределения могут быть построены с помощью суперпозиции других известных функций распределения, в частности бета-распределения и распределения Парето.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Одинцов В. А., Чудов Л. А.* Расширение и разрушение оболочек под действием продуктов детонации//В кн.: Проблемы динамики упругопластических сред. М.: Мир, 1975. С. 85—154.
2. *Ионов В. Н., Селиванов В. В.* Динамика разрушения деформируемого тела. М.: Машиностроение, 1987. 272 с.
3. Упругопластическое деформирование и разрушение материалов при импульсном нагружении/Степанов Г. В.: АН УССР. Ин-т проблем прочности. Киев: Наук. думка, 1991. 288 с.
4. *Иванов А. Г., Минеев В. Н.* О масштабных эффектах при разрушении//Физика горения и взрыва. 1979. № 5. С. 70—95.
5. *Одинцов В. А.* Двухкомпонентная модель спектра разрушения цилиндров//Механика импульсных процессов//Тр. МВТУ. 1982. № 387. С. 66—71.
6. *Кошелев Э. А., Кузнецов В. М., Сафронов С. Т., Черников А. Г.* 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. № 2. 1973. S. 33—40.
8. *Колобанова А. Е.* Расчет числа трещин и распределение их по размерам при импульсном вязком разрушении кольца//Проблемы прочности. 1989. № 9. С. 73—79.
9. *Одинцов В. А.* Моделирование процессов фрагментации с помощью унифицированных цилиндров. М.: Изд-во МГТУ, 1991. 60 с.
10. *Одинцов В. А.* Разрушение цилиндра как марковский случайный процесс//Механика импульсных процессов//Тр. МГТУ. 1992. № 557. С. 41—58.

Москва

Поступила в редакцию
12.XI.1991