

УДК 534.222.2

МЕТАНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН ТАНГЕНЦИАЛЬНОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ

А. А. Дерibas

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Приведен краткий обзор результатов исследований в области двумерного метания металлических пластин, которые начались в 60-е гг. в СО РАН под руководством академика М. А. Лаврентьева в связи с работами по сварке взрывом. Представлены также некоторые новые результаты, касающиеся использования для метания пластин промышленных ВВ, работающих в условиях неидеальной детонации.

1. Для определения скорости метания при взрывах плоских, цилиндрических и сферических зарядов различной конфигурации широко используется схема Гарни, разработанная в США в начале 40-х гг. [1]. Процессы, сопровождающие метание, описываются в рамках модели мгновенной детонации, распределение скоростей в продуктах взрыва предполагается линейным. В этих предположениях для скорости получены точные формулы для определения параметров метания пластин и оболочек различной геометрии.

При метании пластины слоем взрывчатого вещества (ВВ), открытым с одной стороны (рис. 1, *a*), формула Гарни для скорости пластины имеет вид [2]

$$V = \sqrt{2E_G} \frac{r\sqrt{3}}{\sqrt{r^2 + 5r + 4}}. \quad (1)$$

Здесь r — отношение массы ВВ к массе метаемой пластины; величина E_G называется энергией Гарни и представляет собой часть энергии Q — теплоты взрыва, переходящей в кинетическую энергию продуктов взрыва. Приведем здесь формулы Гарни, описывающие процесс метания для различных случаев, представленных на рис. 1. Воспользуемся обозначениями, принятыми в западной литературе [1].

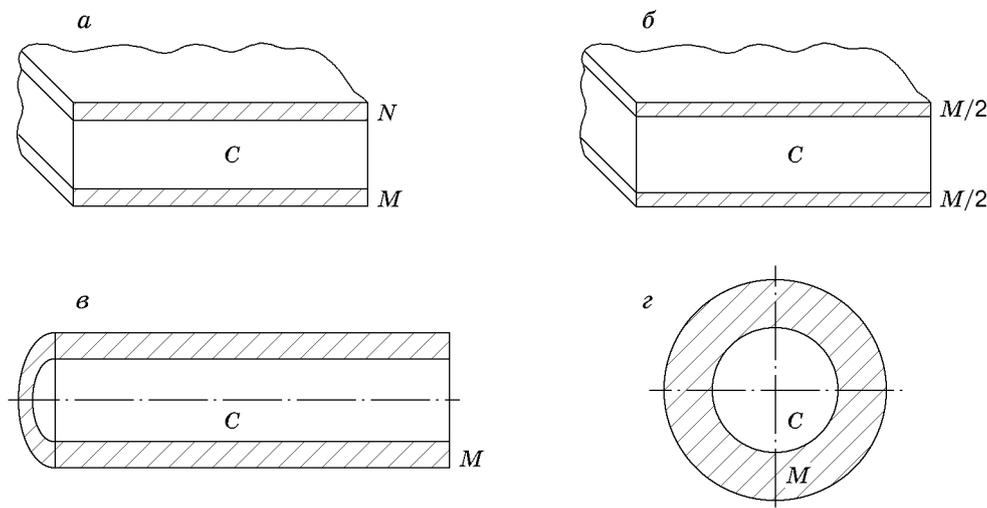


Рис. 1

№ п/п	Тип ВВ	ρ_0 , г/см ³	D , км/с	Q , ккал/г	γ	$\sqrt{2E_G}$, км/с	E_G/Q	k	Размер заряда
1	ТНТ [1]	1,63	6,93	1,09	2,50	2,37	0,61	3,09*	—
2	Гексоген [1]	1,77	8,70	1,51	2,64	2,83	0,64	3,23*	—
3	Гексоген [4]	1,0	6,0	0,80	2,44	2,29	0,73	2,80*	—
4	Тэн [1]	1,76	8,26	1,49	2,54	2,93	0,69	2,98*	—
5	НМХ [1]	1,89	9,11	1,48	2,77	2,97	0,72	3,22*	—
6	Состав В [1]	1,717	7,98	1,20	2,71	2,71	0,72	3,12*	—
7	Аммонит 6ЖВ [5]	1,0	4,2	0,81	1,90	1,83	0,49	2,50	Диаметр 50 мм
8	ТНТ [4]	1,0	5,0	0,437	2,31	1,58	0,7	3,31	—
9	Аммонит 6ЖВ и аммиачная селитра [6]	1,0	3,0	0,40	1,92	1,53	0,7	2,20	Толщина слоя 20–40 мм
10	Аммиачная селитра [7]	1,0	5,0	1,00	2,00	2,93	0,7	2,29	Толщина слоя 200 мм

* Расчетное значение.

Для метания слоем ВВ двух пластин различной массы (рис. 1,б) имеем

$$\frac{V}{\sqrt{2E_G}} = \left[\frac{1 + A^3}{3(1 + A)} + \frac{NA^2}{C} + \frac{M}{C} \right]^{-1/2}. \quad (2)$$

В симметричном случае метания двух одинаковых пластин (рис. 1,б) формула (2) принимает более простой вид

$$V/\sqrt{2E_G} = (M/C + 1/3)^{-1/2}. \quad (3)$$

При метании цилиндрической оболочки внутренним зарядом (рис. 1,в), плотно заполняющим внутреннюю полость, имеем

$$V/\sqrt{2E_G} = (M/C + 1/2)^{-1/2}. \quad (4)$$

В сферическом случае (рис. 1,г) формула для скорости принимает вид

$$V/\sqrt{2E_G} = (M/C + 3/5)^{-1/2}. \quad (5)$$

В формулах (2)–(5) C — масса ВВ; M и N — масса метаемых элементов; $A = (1 + 2M/C)/(1 + 2N/C)$. Проводя специальные эксперименты по измерению максимальной скорости метаемых тел по схемам, представленным на рис. 1, можно определить энергию Гарни E_G для различных ВВ. Для определения скорости метания цилиндра широко используется методика, описанная в [3].

Привлекательность формул Гарни для расчетов скоростей метания состоит в их простоте и прозрачности, они позволяют легко оценивать параметры различных взрывных устройств. В таблице приведены значения параметров детонационных волн и энергии Гарни для некоторых ВВ.

Теплота взрыва Q рассчитывалась по известной формуле

$$Q = D^2/(2(\gamma^2 - 1)), \quad (6)$$

где γ — показатель политропы продуктов взрыва непосредственно за фронтом детонационной волны; D — скорость детонации. Величина γ вычисляется, если известна скорость детонации и еще один параметр детонационного фронта, например массовая скорость продуктов взрыва U или давление детонации P_D [4, 5]. Эти величины и начальная плотность

заряда взрывчатого вещества ρ_0 связаны между собой соотношениями, из которых может быть вычислена величина γ :

$$P_D = \rho_0 D^2 / (\gamma + 1); \quad (7)$$

$$U = D / (\gamma + 1). \quad (8)$$

Так, для ВВ 1–6 (см. таблицу) величина γ рассчитывалась по формуле (7), а величины D и U измерялись [6]. Для ВВ 3, 7, 8 величина γ рассчитывалась по формуле (8), величины D и U измерялись. Для ВВ 10 величина γ рассчитывалась по формулам для параметров детонации смесевых ВВ, приведенных в [7]. Отметим, что в случае низкоскоростных ВВ 3, 7–10 параметры детонации обычно зависят от размеров зарядов, и характеристики фронта идеальной детонации для этих ВВ не являются точно определенными величинами. Экспериментальное определение параметров идеальной детонации для этих ВВ осложняет зависимость характеристик детонации от размера и формы частиц, способа перемешивания для смесевых ВВ, сжимаемости материала метаемой пластины и т. д. [8]. Величина k вычислялась с использованием формулы (6), где вместо теплоты взрыва Q бралась энергия Гарни:

$$E_G = D^2 / (2(k^2 - 1)). \quad (9)$$

Для ВВ 3, 7, 9 (см. таблицу) величина k определялась из решения двумерной задачи о метании пластины слоем ВВ [9].

2. В работе [9] приведено решение двумерной стационарной задачи о метании несжимаемой пластины, представляющей собой совокупность не связанных между собой элементов. Ранее эта задача была решена Тейлором [10]. На рис. 2 представлена схема метания пластины слоем ВВ. В системе координат, связанной с детонационной волной AB , движение считается стационарным, поскольку длина пластины и заряда не ограничена. Начало координат находится на пластине, ось y^* направлена перпендикулярно пластине, расстояние по вертикали измеряется в толщинах заряда. В области I находится непрореагировавшее ВВ, в области II — продукты взрыва. Продукты взрыва считаются политропным газом:

$$P = \rho^k. \quad (10)$$

Показатель политропы k предполагается постоянным во всей области разлета продуктов взрыва. В точке пересечения детонационной волны со свободной поверхностью находится

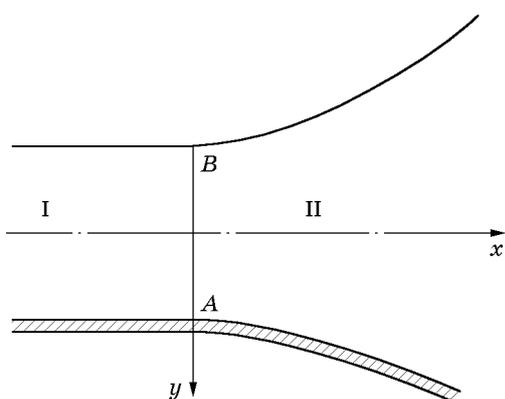


Рис. 2

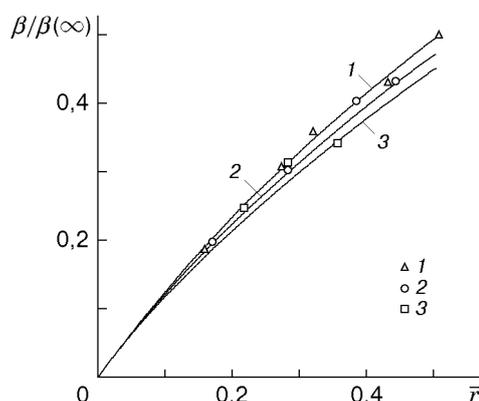


Рис. 3

центрированная волна разрежения Прандтля — Майера. На основе аналитического решения и численных расчетов, приведенных в работе [9], в работе [11] предложена формула, определяющая положение пластины:

$$\beta = \sqrt{(k+1)/(k-1)} (\pi/2) \bar{r}, \quad \bar{r} = r/(r+a+b/y), \quad y = y^* \delta_0. \quad (11)$$

Здесь β — угол наклона пластины; r — отношение масс ВВ и пластины; a и b — постоянные; k — показатель политропы; δ_0 — толщина заряда. По этой формуле обрабатывались эксперименты по метанию металлических пластин зарядами насыпного гексогена ($\rho_0 = 1,0$ г/см³), аммонита 6ЖВ и смеси аммонита 6ЖВ с гранулированной аммиачной селитрой при различных значениях r . Угол β определялся по реостатной методике, описанной в [12]. Обработка многочисленных экспериментов позволила определить константы a и b , одинаковые для всех изученных ВВ, а также показатель политропы k : $a = 2,71$; $b = 0,184$; $k = 2,8$; $2,5$; $2,2$ для гексогена, аммонита 6ЖВ и смеси аммонита 6ЖВ и гранулированной аммиачной селитры (50 : 50) соответственно.

На рис. 3 приведены экспериментальные (точки) и расчетные по формуле (11) (кривые) зависимости $\beta/\beta(\infty)(\bar{r})$. Точками 1 представлены экспериментальные данные для насыпного гексогена, точками 2 — для аммонита 6ЖВ, точками 3 — для смеси аммонита 6ЖВ и гранулированной аммиачной селитры (50 : 50). Кривые 1–3 соответствуют $k = 2,8$; $2,5$; $2,2$. Следует отметить, что во всех обработанных экспериментах детонация использованных зарядов была неидеальной. Из таблицы следует, что величины k из (11) могут быть вычислены по формуле (9). При этом соотношение между Q и E_G находится в тех же пределах, что и для высокобризантных ВВ, для которых детонация близка к идеальной. Для экспериментального определения энергии Гарни необходимо воспользоваться соотношением между углом β и скоростью пластины V , полученным в работе [10]:

$$V = 2D \sin(\beta/2). \quad (12)$$

Отметим, что в двумерной задаче о метании пластины скользящей детонацией можно определять показатель политропы продуктов взрыва, измеряя угол разлета газов со свободной поверхности заряда, как это сделано в работе [13]. Определенные таким образом величины k мало отличаются от вычисленных по формуле (11).

3. Существенные трудности расчетов процесса метания в условиях неидеальной детонации привели к необходимости использовать другой подход [14]. Решение ряда практических задач потребовало более тщательного исследования начальной фазы разгона метаемой пластины. Из формулы (11) следует, что в начале разгона при $y = 0$ угол наклона $\beta = 0$, а из формулы (12) следует, что начальная скорость метания $V = 0$. Заметим, что при выводе формулы (11) в постановке задачи, описанной в [9], метаемая пластина представлялась в виде набора несжимаемых элементов, не связанных между собой, каждый из которых имеет конечную массу. Результаты специальных экспериментов, методика которых описана в [14], показали, что в начальный момент разгона угол β отличен от нуля и его величина может быть с достаточной точностью определена, если учесть сжимаемость материала пластины и воспользоваться $(P-U)$ -диаграммой метаемого материала и параметрами детонационной волны разгоняющего заряда. В результате угол наклона в начальный момент времени $\beta(0)$ определяется формулой, аналогичной (12):

$$\beta(0) = 2 \arcsin(U/D), \quad (13)$$

где U определяется из уравнения

$$\rho_1 U (A_1 + B_1 U) = \frac{\rho_0 D}{\gamma + 1} \left[1 - \frac{(\gamma^2 - 1)U}{2\gamma D} \right]^{2\gamma/(\gamma-1)}. \quad (14)$$

Здесь левая часть — ударная адиабата материала метаемой пластины, а правая — давление продуктов детонации в одномерной волне разгрузки [15].

По окончании процесса разгона пластина приобретает скорость V_∞ и поворачивается на угол $\beta(\infty)$, определяемый по формуле Гарни (1) и соотношению (12):

$$\beta(\infty) = 2 \arcsin \left(\frac{\sqrt{2E_G}}{2D} \frac{r\sqrt{3}}{\sqrt{r^2 + 5r + 4}} \right). \quad (15)$$

По формулам (14), (15) определяются начальное $\beta(0)$ и конечное $\beta(\infty)$ значения угла поворота. В [13, 14] были предложены формулы для определения промежуточных значений угла наклона. В [13] приведена зависимость давления от времени за фронтом детонационной волны

$$P(t) = P_D \exp(-t/\tau),$$

где τ — характерное время, зависящее от типа ВВ, толщины заряда и краевых эффектов; P_D — давление на фронте детонации. В работе [13] предложена зависимость угла наклона от времени

$$\beta = \beta(\infty)(1 - \exp(-t/\tau)). \quad (16)$$

Здесь конечный угол наклона $\beta(\infty)$ определяется через параметры фронта детонации и величину τ :

$$P_D \tau / (D \delta_1 \rho_1) = \beta(\infty), \quad (17)$$

где δ_1 и ρ_1 — толщина и плотность метаемой пластины соответственно. Из (17), воспользовавшись выражением (7) для P_D , имеем

$$\beta(\infty) = \rho_0 D \tau / (\rho_1 \delta_1 (\gamma + 1)) \quad (18)$$

или

$$\beta(\infty) = (r / (\gamma + 1)) (D \tau / \delta_0). \quad (19)$$

В работе [14] предложена формула для угла наклона в зависимости от пути разгона, аналогичная (16):

$$\beta(y) = \beta(0) + (\beta(\infty) - \beta(0))(1 - \exp(-\zeta y)). \quad (20)$$

Здесь $\beta(0)$ определяется из соотношений (13) и (14); $\beta(\infty)$ задается формулой (15) или (17), поскольку из (19) можно получить выражение для величины τ через энергию Гарни. Что касается параметра ζ в (20), то в работе [14] показано, что он может зависеть от свойств ВВ, но в первом приближении, как показывает сравнение с экспериментами, можно положить $\zeta = 2$.

На рис. 4 приведены экспериментальные (точки) и расчетные (кривые) зависимости $\beta(y)$ для алюминиевой ($\delta_1 = 5$ мм) и медной ($\delta_1 = 4$ мм) пластин, метаемых зарядом

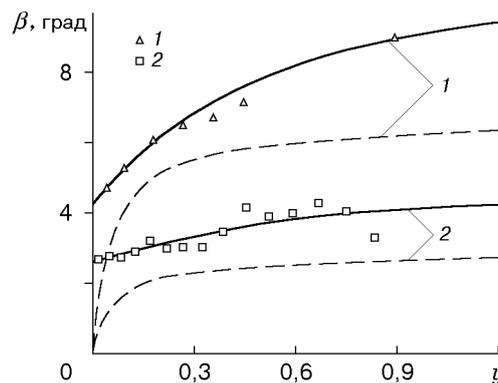


Рис. 4

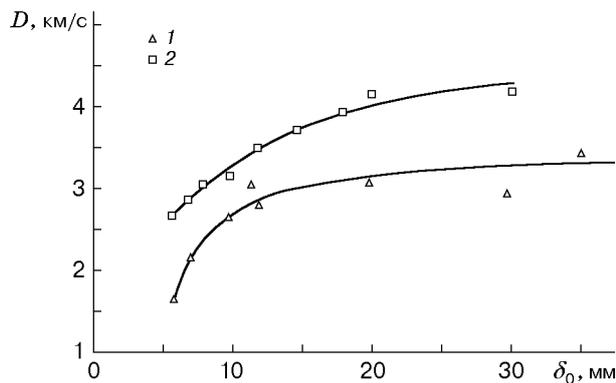


Рис. 5

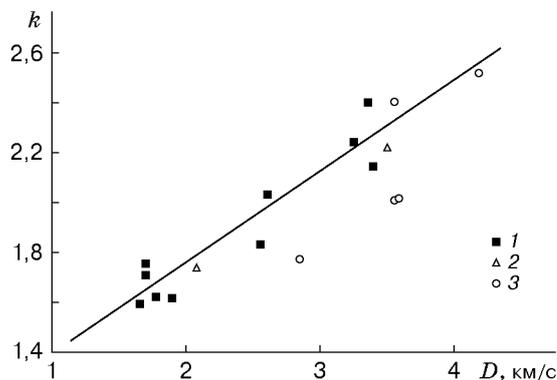


Рис. 6

аммонита 6ЖВ ($\delta_0 = 6$ мм, $\rho_0 = 1,0$ г/см³). Точки и кривые 1 соответствуют алюминиевой пластине, точки и кривые 2 — медной. Сплошные кривые — расчет по формуле (20) при $k = 2,5$, штриховые — по формуле (11) при $k = 2,5$. На рис. 4 видно, что расчет по формуле (20) хорошо согласуется с результатами экспериментов.

4. Для того чтобы использовать формулу (20) для конкретного ВВ, необходимо знать его плотность, параметры фронта детонации (например, скорость D), показатель политропы γ , энергию Гарни или величину k , которая определяет угол наклона по формуле (11). Если известен безразмерный параметр $D\tau/\delta_0$, можно использовать формулу (18). Значения энергии Гарни и показателя k приведены в таблице. Для определения начального угла надо знать ударную адиабату метаемого материала и решить численно уравнение (14). Если начальный участок разгона не очень важен для анализа процесса метания, для грубых оценок можно использовать формулу (11). При определении параметров метания наибольшую трудность представляют случаи использования для метания зарядов ВВ, работающих в режиме неидеальной детонации. При этом все параметры детонационной волны (D , γ , E_G , k) зависят от размеров заряда, прежде всего от его толщины δ_0 . Поэтому каждый такой заряд фактически является новым ВВ, и его параметры необходимо определять экспериментально. Поскольку именно этот случай встречается в таких приложениях, как сварка взрывом и взрывное компактирование, имеющиеся экспериментальные данные о D и k некоторых аммиачно-селитренных ВВ могут быть использованы для оценок параметров метания.

На рис. 5 приведены экспериментальные зависимости скорости детонации D от толщины заряда δ_0 [6]. Точки 1 соответствуют смеси аммонита 6ЖВ и гранулированной аммиачной селитры (50 : 50), точки 2 — аммониту 6ЖВ. На рис. 6 приведены экспериментальные зависимости $k(D)$ [6]. Точки 1 соответствуют скальному аммониту, производимому в Польше (состав 15GN3), точки 2 — смеси аммонита 6ЖВ и гранулированной аммиачной селитры (50 : 50), точки 3 — аммониту 6ЖВ. Расчетная кривая получена по формуле (11) (угол β замерялся). Пользуясь этими зависимостями, можно определить параметры метания широко используемыми взрывчатыми составами.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Explosive.** Effects and applications / Ed. by J. A. Zucas, W. P. Walters. Berlin etc.: Springer Verlag, 1998.
2. **Дерибас А. А.** Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1982.

3. **Kury J. W., Hornig H. C., Lee E. L., et al.** Metal acceleration by chemical explosive // Proc. of the 4th Intern. symp. on detonation ONR ACR-126. 1965. P. 3–13.
4. **Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С., Шведов К. К.** Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
5. **Дремин А. Н., Шведов К. К., Баранов Е. Г. и др.** Исследование детонации промышленных ВВ // Физ.-техн. пробл. разраб. полез. ископаемых. 1971. № 1. С. 46–51.
6. **Адамец М., Злобин Б. С., Киселев В. В.** Экспериментальное определение угла поворота пластин при метании низкоскоростными взрывчатыми веществами // Обработка материалов импульсными нагрузками. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1990.
7. **Дерибас А. А., Симонов В. А.** Детонационные свойства аммиачной селитры // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 2. С. 102–104.
8. **Пырьев В. А., Соловьев В. С.** Детонационные и метательные характеристики тонких слоев насыпного гексогена // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 6. С. 112–117.
9. **Дерибас А. А., Кузьмин Г. Е.** Двумерная задача о метании пластины скользящей детонационной волной // ПМТФ. 1970. № 1. С. 177–181.
10. **Taylor G. I.** Analysis of the explosion of a long cylindrical bomb detonated at one end. Cambridge: Univ. Press, 1941.
11. **Кузьмин Г. Е.** О метании пластин в условиях сварки взрывом // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1977. Вып. 29. С. 137–142.
12. **Кузьмин Г. Е., Мали В. И., Пай В. В.** О метании плоских пластин слоями конденсированных ВВ // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9, № 4. С. 558–562.
13. **Vasek J.** The acceleration of metal plates packing an explosive charge on both sides // Proc. of the Intern. symp. of explosive working of materials, Marianske Lazne, CSSR, 1970. С. 79–91.
14. **Киселев В. В.** Оценка параметров метания металлических пластин скользящей детонацией зарядов конденсированных ВВ в начальной фазе процесса // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 1. С. 138–142.
15. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Гидродинамика. М.: Наука, 1988.

Поступила в редакцию 11/IV 2000 г.
