

ДИНАМИКА ДВИЖЕНИЯ ПЛАСТИНЫ, МЕТАЕМОЙ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ

Ю. П. Бесшапошников

Уралхиммаш, 620010 Екатеринбург

Применительно к решению задач взрывной обработки материалов описан расчетный метод метания пластины по ее заданному предельному углу поворота и известному показателю политропы продуктов взрыва. Метод позволяет достаточно точно определять профиль метания для сравнительно широкого диапазона значений отношения массы взрывчатого вещества к массе пластины.

При решении задач взрывной обработки материалов (сварки, упрочнения и компактирования при помощи метания плоского ударника (пластины) скользящей детонационной волной) весьма важно корректно определить основные динамические параметры метания: угол поворота пластины и давление продуктов взрыва (ПВ) на поверхности ударника. Одним из наиболее точных и распространенных способов определения этих параметров остается, по видимому, численный расчет по двумерной модели [1]. Эта модель базируется, в частности, на допущении, что параметры ПВ описываются уравнением состояния политропного газа с некоторым постоянным показателем k . Но так как в действительности k не остается постоянным, подбирается такое «эффективное» значение k , при котором форма пластины, рассчитанная для различных коэффициентов нагрузки r (отношение массы взрывчатого вещества (ВВ) к массе ударника), совпадала бы наилучшим образом с формой, наблюдаемой в эксперименте [2, 3]. Анализ результатов [2, 3] показал, что с ростом r точность расчета уменьшается. Это может привести к некорректному определению параметров метания, например в случае получения многослойных соединений сваркой взрывом при достаточно больших значениях r . В настоящей работе изложен относительно простой метод расчета, позволяющий с высокой для практики точностью определять форму пластины в полете для широкого интервала значений r .

Уравнение кривой разгона в параметрическом виде. Рассмотрим пластину, движущуюся за счет скользящей вдоль ее поверхности детонационной волны в слое ВВ. Пусть система декартовых координат связана с детонационным

фронтом. Ось x направим вдоль первоначального положения пластины в противоположную движению фронта сторону, ось y — в сторону смещения пластины. Будем предполагать, что ПВ являются политропным газом с показателем k , детонация соответствует условию Чепмена — Жуге, а пластина состоит из абсолютно жестких, не связанных между собой элементов. При этом все величины рассматриваем в безразмерном виде [1, 3], а сам процесс метания — на достаточно большом удалении от краев пластины, что исключает их влияние на траекторию $y(x)$ отдельного элемента пластины (кривая разгона). Тогда по аналогии с работой [4] зависимость для угла поворота β (угол между осью x и касательной в точке (x, y) кривой разгона) представим как

$$\beta = \arctg [F(r, k, x) \operatorname{tg} \beta^*], \quad (1)$$

где $\beta^* = \lim_{x \rightarrow \infty} \beta$ — предельный угол поворота для заданных значений r и k ; $F(r, k, x)$ — некоторая функция. Уравнение (1) удовлетворяет следующим условиям:

$$\begin{aligned} \lim_{x \rightarrow \infty} \beta &= \beta^*, & \lim_{x \rightarrow \infty} F &= 1; \\ \lim_{x \rightarrow 0} \beta &= 0, & \lim_{x \rightarrow 0} F &= 0; \\ \lim_{r \rightarrow \infty} \beta &= \beta_{\max} = \lim_{r \rightarrow \infty} \beta^*, & \lim_{r \rightarrow \infty} F &= 1; \\ \lim_{r \rightarrow 0} \beta &= \lim_{r \rightarrow 0} \beta^* = 0, & \lim_{r \rightarrow 0} F &= E(k, x). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь β_{\max} — максимальный угол разлета ПВ в окружающую среду, а $E(k, x)$ — функция, характеризующая состояние ПВ вдоль бесконечно толстой пластины.

Продифференцировав уравнение (1) по x и, учитывая, что $dx = ds \cos \beta$ (s — путь, пройденный элементом пластины от фронта дето-

национной волны до заданной точки), получим

$$\frac{d\beta}{ds} = \operatorname{tg} \beta^* \frac{dF}{dx} \cos^3 \beta.$$

С другой стороны [3],

$$\frac{d\beta}{ds} - \frac{1}{R_c} = \frac{r}{k+1} P,$$

где R_c — локальный радиус кривизны траектории $y(x)$, P — давление ПВ в точке (x, y) . Тогда

$$\frac{r}{k+1} P = \operatorname{tg} \beta^* \frac{dF}{dx} \cos^3 \beta,$$

откуда

$$\frac{P}{\cos^3 \beta} \frac{r}{(k+1) \operatorname{tg} \beta^*} dx = dF.$$

Введя параметр

$$t = \frac{r}{(k+1) \operatorname{tg} \beta^*} x, \quad (3)$$

получим $(P(t)/\cos^3 \beta) dt = dF$. Отсюда

$$P(t) = \frac{dF}{dt} \cos^3 \beta. \quad (4)$$

Теперь найдем зависимость $y(t)$ для заданных значений r и k . Из (1) имеем $\operatorname{tg} \beta = F \operatorname{tg} \beta^*$. С другой стороны, $\operatorname{tg} \beta = dy/dx$. Следовательно, $dy/dx = F \operatorname{tg} \beta^*$, откуда

$$y(x) = \operatorname{tg} \beta^* \int_0^x F dx$$

или с учетом (3)

$$y(t) = \frac{k+1}{r} \operatorname{tg} \beta^* \int_0^{x(t)} F dt. \quad (5)$$

Основные зависимости в конечном виде. В силу (2), (3) представим функцию F как

$$F = \frac{t}{t+n}, \quad (6)$$

где $n \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$. Здесь n — некоторый параметр, зависящий от t и r . Анализ этого уравнения с учетом (1)–(4) показывает, что параметр n всегда положителен и удовлетворяет следующим предельным условиям.

I. $r \geq 0$: если $t \rightarrow 0$ ($x \rightarrow 0$),

$$\text{то } \lim_{t \rightarrow 0} n = 1, \quad \lim_{t \rightarrow 0} \frac{dn}{dt} = -\frac{1}{2} \lim_{t \rightarrow 0} \frac{dP}{dt} - 1;$$

если $t \rightarrow \infty$ ($x \rightarrow \infty$),

то $\lim_{t \rightarrow \infty} n = 0$ (по определению),

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{dn}{dt} = 0.$$

II. $x > 0$: если $t \rightarrow \infty$ ($r \rightarrow \infty$),

то $\lim_{t \rightarrow \infty} n = 0$ (по определению),

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{dn}{dt} = 0.$$

III. $x = 0$: если $t \rightarrow \infty$ ($r \rightarrow \infty$),

то $\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{dn}{dt} = -\infty$.

IV. $x \rightarrow 0$: если $t \geq 0$ ($r \rightarrow \infty$),

то $\lim_{r \rightarrow \infty} \frac{dn}{dt} = 0$.

Из приведенных результатов видно, что n изменяется в интервале $1 \div 0$ с увеличением t от нуля до бесконечности. На бесконечности же по t и r параметр n скачкообразно падает от верхнего предела до нуля. Определим верхний предел. Из условия I следует, что при $t \rightarrow 0$ существует два ряда значений $\lim_{t \rightarrow 0} (dn/dt)$, противоположных по знаку:

$$1) \lim_{t \rightarrow 0} (dn/dt) > 0 \quad \text{при} \quad \lim_{t \rightarrow 0} (dP/dt) < -2;$$

$$2) \lim_{t \rightarrow 0} (dn/dt) < 0 \quad \text{при} \quad \lim_{t \rightarrow 0} (dP/dt) > -2.$$

Если полагать, что давление ПВ на пластине убывает монотонно, то в первом случае («сильное» падение давления) с увеличением t параметр n растет от 1 до некоторого своего предельного значения, затем падает и на бесконечности по t стремится к нулю. Во втором случае («слабое» падение давления) n монотонно убывает от 1 до нуля. Проверка по (6) в интервале $r = 0,5 \div 10,6$ с применением экспериментальных данных показала, что зависимость $n(t)$ соответствует второму случаю. При этом наблюдалось увеличение n с ростом r и при $t = \text{const}$. Но тогда предел $\lim_{t \rightarrow 0} (dn/dt)$ должен увеличиваться, а предел $\lim_{t \rightarrow 0} (dP/dt)$ уменьшаться. Поэтому из условий I и IV следует, что верхний предел параметра n равен 1, а $dP/dt \rightarrow -2$ при $r \rightarrow \infty$ и $t \geq 0$ ($x \rightarrow 0$). В расчетах по (6) использовали значения F и t , которые находили из (1) и (3) подстановкой в них значений x , β и β^* , определенных либо из результатов работы [5], либо из дополнительно построенных кривых $y(x)$, полученных по методике [2]. Отметим, что аналогичные вычисления с использованием величин x , β и β^* , найденных по [1],

приводят к случаю «сильного» падения давления, где независимо от $r \lim_{t \rightarrow 0} (dP/dt) = -\infty$, а n при $t = 0$ изменяется скачком от 1 до бесконечности. Далее согласно условию I будем искать параметр n в виде

$$n = m/(m + t), \quad (7)$$

где m — дополнительный параметр, зависящий от r (при этом $\lim_{r \rightarrow \infty} (m/t) = 0$). Продифференцировав выражение (7) по t , а затем устремив t к нулю и используя условие I, получим равенство

$$m = \left(\frac{1}{2} \lim_{t \rightarrow 0} \frac{dP}{dt} + 1 \right)^{-1}.$$

Поскольку давление ПВ монотонно падает, т. е. $dP/dt \leq 0$, и $\lim_{t \rightarrow 0} (dP/dt) = -2$ в случае отсутствия пластины ($r = \infty$), оправдано предположить, что на пластине бесконечной толщины ($r = 0$) $\lim_{t \rightarrow 0} (dP/dt) = 0$. Тогда $\lim_{r \rightarrow 0} m = 1$ и $\lim_{r \rightarrow \infty} m = \infty$. Наконец, если положить, что

$$\lim_{r \rightarrow 0} \frac{dm}{dr} = 0 \quad \text{и} \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{dm}{dr} = 0,$$

то, как оказалось, можно представить m выражением

$$m = A \ln [1 + (r + R)^B] + \exp [-(r + R)^2], \quad (8)$$

где A , B , R — численные коэффициенты. Коэффициент R подбирали методом наименьших квадратов, сравнивая экспериментально полученные кривые $y(x)$ с расчетом по (3), (5)–(7). При этом A и B определяли из условий: $\lim_{r \rightarrow 0} m = 1$, $\lim_{r \rightarrow 0} (dm/dr) = 0$. Используемые в расчет значения k находили двумя способами. Первый состоял в вычислении k по следующей формуле [6], выведенной с применением модели Гарни:

$$V = r \sqrt{\frac{3}{(k^2 - 1)(r^2 + 5r + 4)}}, \quad (9)$$

где $V = 2 \sin(\beta^*/2)$ — максимальная скорость пластины, отнесенная к скорости детонации ВВ; β^* определяли по кривым разгона, полученным из эксперимента. Второй способ заключался в совмещении графиков $y(x)$, построенных по экспериментальным данным, с кривыми, определенными по двумерному расчету [1]. Здесь подбирали такой показатель k , который соответствовал бы наилучшему совпадению расчета и эксперимента на конечном участке разгона пластины ($y = 0,5 \div 1$). Вычисления по первому способу показали, что $R =$

1,00 ($A \approx 0,91$; $B \approx 1,61$), а по второму — что $R = 0,85$ ($A \approx 0,92$; $B \approx 1,78$). При этом для одного и того же заряда ВВ кривые $y(x)$, рассчитанные двумя способами, совпадали по x с точностью до 1,5%, а соответствующие значения k различались не более чем на 0,2.

Ниже приведены выведенные с использованием соотношений (1), (3)–(7) основные зависимости, описывающие движение пластины: при $m > 4$

$$\beta = \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{r}{k+1} x + m \operatorname{tg} \beta^* \right) / \left[\frac{r}{k+1} \frac{x}{\operatorname{tg} \beta^*} + m \left(1 + \frac{k+1}{r} \frac{\operatorname{tg} \beta^*}{x} \right) \right] \right], \quad (10)$$

$$P = \left[\left(1 + \frac{2}{m} \frac{r}{k+1} \frac{x}{\operatorname{tg} \beta^*} \right) / \left[\left(\frac{r}{k+1} \frac{x}{\operatorname{tg} \beta^*} \right)^2 \frac{1}{m} + \frac{r}{k+1} \frac{x}{\operatorname{tg} \beta^*} + 1 \right] \right]^2 \cos^5 \beta, \quad (11)$$

$$y = x \operatorname{tg} \beta^* - \frac{k+1}{r} \operatorname{tg}^2 \beta^* \sqrt{\frac{m}{m-4}} \times$$

$$\times \ln \left[\left(1 + \sqrt{\frac{m-4}{m}} \right) \left(1 - \sqrt{\frac{m-4}{m}} + \frac{2r}{k+1} \frac{x}{m \operatorname{tg} \beta^*} \right) \right] /$$

$$/ \left[\left(1 - \sqrt{\frac{m-4}{m}} \right) \left(1 + \sqrt{\frac{m-4}{m}} + \frac{2r}{k+1} \frac{x}{m \operatorname{tg} \beta^*} \right) \right];$$

при $m < 4$ (наиболее распространенный случай)

$$y = x \operatorname{tg} \beta^* - 2 \frac{k+1}{r} \operatorname{tg}^2 \beta^* \sqrt{\frac{m}{4-m}} \times$$

$$\times \operatorname{arctg} \left[\left(\sqrt{\frac{4-m}{m}} \frac{r}{k+1} \frac{x}{\operatorname{tg} \beta^*} \right) / \left(2 + \frac{r}{k+1} \frac{x}{\operatorname{tg} \beta^*} \right) \right]. \quad (12)$$

Отметим, что согласно (8) $\lim_{m \rightarrow 4} r \approx 14,05$ при $R = 1$ и $\lim_{m \rightarrow 4} r \approx 10,57$ при $R = 0,85$.

Результаты. На рис. 1 для различных r и типов ВВ показаны зависимости $y(x)$, построенные с использованием экспериментальных результатов, формулы (12) и расчетов по [1]. Расчеты проводили для аммонитов АТ-1, А-2Г, 6ЖВ и смеси аммонита 6ЖВ с кварцевым песком. Аммонит 6ЖВ — это порошкообразное ВВ, состоящее из 19% тротила и 21% аммиачной селитры марки ЖВ. В состав аммонита АТ-1 входит порошкообразный

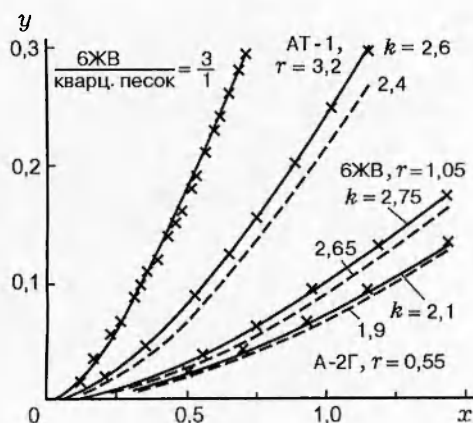


Рис. 1. Кривые разгона:

× — данные эксперимента, сплошные линии — расчет по (12) с учетом (8) и (9), штриховые — расчет по [1]

тротил (3%), смесь аммиачной водоустойчивой кристаллической селитры с аммиачной селитрой марки А. Аммонит А-2Г состоит из тротила (1,4%), растворенного в дибутилфталате (5,6%), селитры аммиачной гранулированной марки А (78%), селитры аммиачной кристаллической (15%). Из рисунка видно, что точность разработанного выше способа определения движения пластины практически не зависит от τ (среднеквадратичное отклонение по x не превышало 2%). Напротив, точность вычислений, сделанных по [1], уменьшается с ростом τ при дистанции разгона $y < 0,1$ (среднеквадратичное отклонение по x достигало 10% при $\tau = 3,2$). Данное различие в расчетах связано с тем, что в настоящей работе предложен вариант с менее интенсивным падением

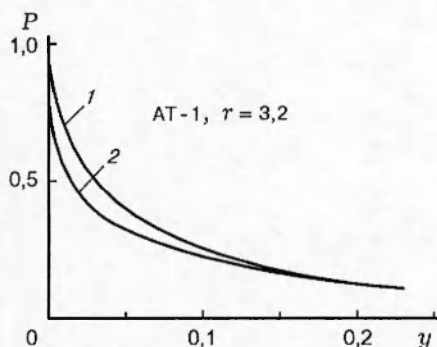


Рис. 2. Зависимость давления ПВ от дистанции разгона:

1 — расчет по (11) с учетом (8)–(10), 2 — расчет по [1]

давления на начальном участке метания, чем в [1] (рис. 2). Такое уточнение весьма важно для некоторых прикладных задач. Например, при многослойной сварке взрывом тонких пластин, чтобы избежать потери устойчивости сдвигаемого слоя до столкновения со следующей пластиной, уменьшают зазор между свариваемыми поверхностями с одновременным увеличением массы ВВ для сохранения кинематических параметров метания.

В заключение укажем, что, применяя (11) и учитывая (9), легко вывести выражение для распределения давления ПВ по длине бесконечно толстой пластины ($\tau = 0$):

$$P(x) = \left(1 + \frac{4}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} x\right) / \left(\frac{4}{3} \frac{k-1}{k+1} x^2 + \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} x + 1\right)^2,$$

а интегрируя (4) с помощью (3) и с учетом (9) — определить функцию $E(k, x)$ в условиях (2):

$$E(k, x) = \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \int_0^x P(x) dx.$$

Отсюда видно, что E — это величина, которая пропорциональна работе, произведенной потоком ПВ вдоль бесконечно толстой пластины.

Таким образом, предлагаемый метод расчета позволяет точнее, чем расчет по [1], определять форму пластины в полете при достаточно больших коэффициентах нагрузки и предусматривает вычисление динамических параметров метания в диапазоне $\tau = 0 \div \infty$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерibas А. А., Кузьмин Г. Е. Двумерная задача о метании пластины скользящей детонационной волной // ПМТФ. 1970. № 1. С. 177–180.
2. 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.
3. Бондарь М. П., Ишуткин С. Н., Кузьмин Г. Е. и др. Определение кинематических и динамических параметров несимметричных соударений металлических пластин // Тр. II Совещания по обработке металлов взрывом. Новосибирск, 1982. С. 11–20.
4. Пай В. В., Кузьмин Г. Е., Яковлев И. В. Приближенная оценка параметров нагружения в

- композиционных материалах для случая сильных ударных волн // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 3. С. 134–138.
5. **Беспашошников Ю. П., Кожевников В. Е., Чернухин В. И., Пай В. В.** Метание пластин слоями смесевых ВВ // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 4. С. 129–132.
6. **Дерibas А. А.** Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.

Поступила в редакцию 6/1 1998 г.
