

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СОУДАРЕНИЯ ПЛОСКИХ ТЕЛ,
МЕТАЕМЫХ ВВ, В УСЛОВИЯХ СВАРКИ ВЗРЫВОМ**

*А. А. Дерibas, В. М. Кудинов, Ф. И. Матвеевков,
В. А. Симонов*
(Новосибирск)

Известно, что процесс сварки взрывом можно регулировать изменением таких величин соударения, как скорость метаемой пластины v_0 , скорость точки контакта v_k , угол соударения пластин γ .

Рассмотрим последовательно эти величины с целью установления их зависимости от следующих начальных параметров:

D — скорость детонации ВВ; ρ_0 — плотность ВВ; δ_0 — высота заряда ВВ; ρ — плотность метаемой пластины; δ — толщина метаемой пластины; α_0 — начальный угол между пластинами; h_0 — начальное расстояние между пластинами.

В настоящее время для сварки взрывом используются порошкообразные ВВ, скорость детонации которых существенно зависит от размеров заряда, плотности и вида ВВ. Эти зависимости подробно исследуются в работе [1].

При метании металлической пластины плоским зарядом ВВ картина разлета продуктов детонации является трехмерной. Однако поскольку ширина заряда значительно больше его высоты, можно рассматривать двухмерную схему метания и отдельно учитывать влияние разлета продуктов детонации в сторону боковых граней. В такой постановке задача метания пластины достаточно сложна и даже при использовании современной вычислительной техники рассчитать ее весьма затруднительно.

В связи с этим для определения скорости пластины, метаемой плоским зарядом ВВ, использовались импульсные методы регистрации полета пластины.

Одним из таких методов является импульсная рентгенографическая съемка, которая позволяет фиксировать в заданный момент времени одно положение пластины. Полученные снимки процесса позволяют определить угол поворота пластины, а при допущении стационарности всей картины зафиксировать динамику ее разгона.

Метод сверхскоростной фотосъемки с помощью СФР позволяет зафиксировать всю динамику полета метаемой пластины. Опыты с применением установки СФР проводились в небольшой вакуумной камере ($V=100$ л) с двумя прозрачными окнами, через одно из которых производилась подсветка, а через другое — съемка. Чтобы избежать затемнения снимаемой картины продуктами взрыва, ширина метаемой пластины должна быть больше ширины заряда. При этом размеры заряда выбирались так, чтобы исключить возможность торможения

среднего участка пластины за счет действия прочностных сил. С помощью этого метода были получены теньевые фотографии процесса метания (рис. 1).

Основным переменным параметром, определяющим скорость метаемой пластины, была выбрана величина r , равная отношению массы заряда к массе метаемой пластины той же площади:

$$r = \frac{\rho_0 \delta_0}{\rho \delta}$$

В большинстве опытов использовались порошкообразные ВВ — гексоген и аммонит 6ЖВ с фиксированной плотностью $\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$. Толщина за-

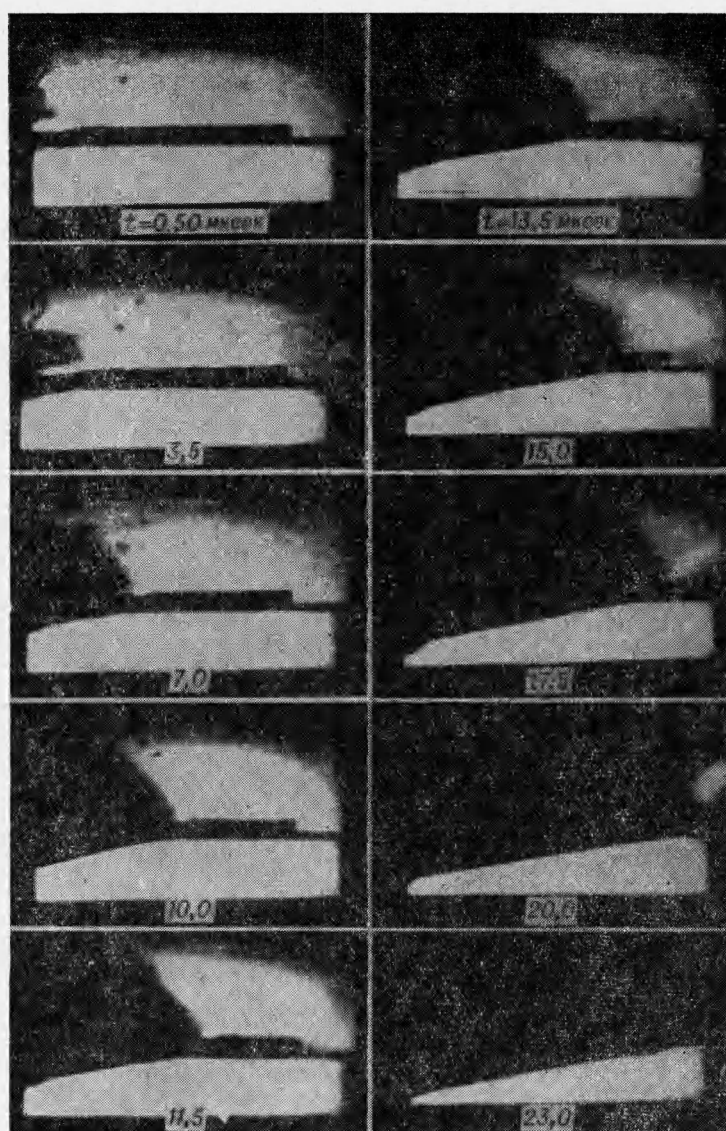


Рис. 1.

ряда менялась от 3 до 10 мм, толщина метаемой пластины — от 1 до 8 мм. Опыты производились на пластинах из стали, алюминиевых сплавов и меди с плотностями 7,8; 2,7 и 8,6 г/см³ соответственно. При таком выборе начальных параметров величина r изменялась от 0,2 до 1,3, что позволило проводить исследование в диапазоне изменения скоростей метаемой пластины от 100 до 1400 м/сек.

Обработка большого числа фотографий позволила установить, что под действием продуктов взрыва поворот метаемой пластины практически происходит мгновенно и что дальнейшим изменением скорости пластины можно пренебречь. Время разгона пластины зарядами ВВ толщиной до 10 мм не превышает 2—3 мксек, а расстояния, на которых пластины достигают предельной скорости, не превышают 1—3 мм.

Используя известные в теории кумуляции соображения [2], можно установить связь скорости пластины со скоростью детонации и начальным углом α_0 . На рис. 2 приведена геометрическая картина полета пластины,

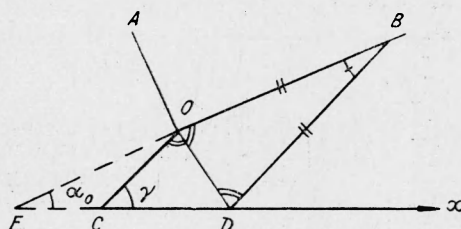


Рис. 2.

которая первоначально направлена под углом α_0 к оси x для некоторого момента времени. Здесь OA детонационная волна, движущаяся со скоростью D вдоль пластины. Масштаб этой картины выбран так, что $OB=D$. Если перейти в систему координат, связанную с детонационной волной, то в этой системе будет происходить набегание пластины на точку O со скоростью детонации D . В точке O пластина изгибается под действием продуктов взрыва и движется по OC . Так как силы давления продуктов взрыва направлены всегда перпендикулярно к поверхности пластины, то можно считать, что в точке O изменится только направление скорости движения, а величина ее останется той же. Эти рассуждения будут точными, если считать, что поворот пластины происходит мгновенно.

На рис. 2 скорость пластины в подвижной системе координат с началом в точке O изображена отрезком BD . По доказанному, $BD=OB$ и $BD \parallel OC$. Скорость пластины в неподвижной системе координат равна геометрической сумме ее скорости в подвижной системе BD и скорости системы OB ($v_0 = \vec{OD} = \vec{BD} + \vec{OB}$).

При этих предположениях легко показать, что

$$D = v_0 \frac{\cos \frac{\gamma - \alpha_0}{2}}{\sin(\gamma - \alpha)}$$

откуда

$$\gamma = \alpha_0 + 2 \arcsin \frac{v_0}{2D},$$

$$\frac{v_0}{D} = 2 \sin \frac{\gamma - \alpha_0}{2}. \quad (1)$$

В системе координат, связанной с точкой контакта C , пластина после поворота в точке O будет набегать на точку C со скоростью OC , которую будем называть скоростью течения v_1 . Элементарно можно показать, что

$$\vec{OC} = \vec{v}_1 = \vec{v}_k \frac{\cos \frac{\gamma + \alpha}{2}}{\cos \frac{\gamma - \alpha}{2}} = D \frac{\sin(\gamma - \alpha)}{\sin \gamma} \cdot \frac{\cos \frac{\gamma + \alpha}{2}}{\cos \frac{\gamma - \alpha}{2}},$$

$$v_k = D \frac{\sin(\gamma - \alpha)}{\sin \gamma}. \quad (2)$$

Экспериментальные данные, полученные после измерения углов поворота и скоростей v_0 на снимках процесса, сопоставлялись со значениями, полученными по формуле (1), и показали вполне удовлетворительное совпадение результатов. Это позволяет свести измерение скорости метания пластин к измерению углов поворота и определению по формуле (1) отношения скорости метания к скорости детонации.

Высота заряда (h_0), мм	Начальный угол (α_0)	Измеренное значение v_k , км/сек	Расчетное значение v_k , км/сек
10	0°	3,30	3,30
10	3°	2,50	2,45
10	6°10'	2,10	1,90
15	0°	3,80	3,70
15	4°25'	2,90	2,70
15	2°30'	3,00	3,10
20	0°	4,80	4,80
20	3°	3,50	3,70
20	6°10'	2,80	3,10

Измерение скорости точки контакта производилось хронографическим методом, основанным на измерении времени между замыканием в процессе соударения специальных контактов, расположенных на поверхности неподвижной пластины, с помощью импульсного осциллографа ОК-25. Полученные экспериментальные данные (см. таблицу) удовлетворительно совпадают с рассчитанными по формуле (2) значениями. Для получения расчетных формул, дающих возможность определить скорость метания пластины в зависимости от r , полученные экспериментальные данные сравнивались с хорошо изученной одномерной схемой метания пластин зарядом конденсированного ВВ.

Газодинамическая картина течения и движения пластины в случае одномерного метания представлена (x, t)-диаграммой на рис. 3. Здесь линия OA изображает путь детонационной волны, область I есть область непрореагировавших частиц ВВ, линия AC — путь поршня, AD — отраженная ударная волна, OE — граница газа.

Для случая, когда показатель адиабаты продуктов взрыва $\gamma=3$, уравнения газовой динамики допускают простое решение, приведенное в работах [3, 4].

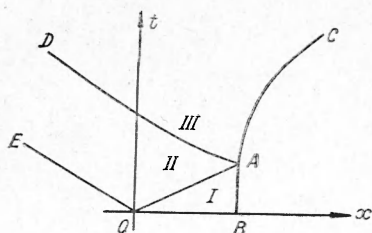


Рис. 3.

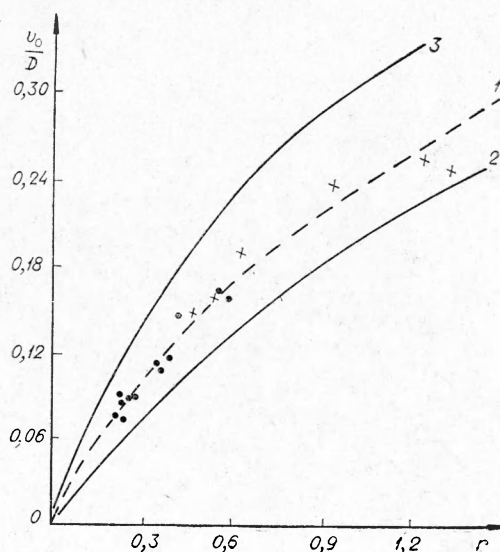


Рис. 4.

$$\frac{v_0}{D} = \frac{\sqrt{1 + \frac{32}{27} r - 1}}{\sqrt{1 + \frac{32}{27} r + 1}}. \quad (3)$$

Для случая, когда $\gamma \neq 3$, в работе [4] приведены результаты расчета кривых $\frac{v_0}{D}$ в зависимости от r на ЭВМ.

Из общих соображений следует, что для одинаковых r и D скорость метания в двухмерном случае должна быть меньше, чем полученная по формуле (3). Приведенные на рис. 4 кривые 1 и 2 (кривая 1 построена по экспериментальным данным, а кривая 2 по формуле (3)), показывают, что в измеренном диапазоне кривая 1 лежит выше кривой 2. Это может объяснить уменьшение показателя адиабаты продуктов взрыва, использованных в опытах ВВ, которое в данном случае, как и при одномерном метании, приводит при $r = \text{const}$ к увеличению отношения $\frac{v_0}{D}$.

Сравнение кривых 1 и 2 позволило установить эмпирическую формулу для определения скорости:

$$\frac{v_0}{D} = 1.2 \frac{\sqrt{1 + \frac{32}{27} r - 1}}{\sqrt{1 + \frac{32}{27} r + 1}}.$$

Рассмотренная на рис. 3 газодинамическая картина течения для случая одномерного метания отличается от реальной картины метания пластины в случае сварки взрывом тем, что в ней детонационный фронт распространяется перпендикулярно к метаемой пластине. В действительности фронт детонации в случае сварки взрывом движется вдоль пластины. Если пренебречь прочностными силами, которые малы по сравнению с давлением в детонационной волне, и рассмотреть малый элемент пластины, то можно предположить, что соответствующий малый элемент заряда детонирует мгновенно. Расширение продуктов взрыва приводит рассматриваемый элемент в движение. В такой постановке представляет интерес еще одна схема одномерного метания, газодинамическая картина которой представлена на рис. 5. Здесь OAB — путь пластины, OD — волна разрежения, движущаяся за метаемой пластиной, OA — центрированная волна разрежения и OE — граница газа. Для случая $\gamma = 3$ уравнения газовой динамики также допускают простое решение для скорости полета пластины, которое при $t \rightarrow \infty$ дается формулой:

$$\frac{v_0}{D} = \frac{3}{4} \left[1 + \frac{2}{r} \cdot \frac{r+3}{r+6} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{3r(r+6)}{(r+3)^2}} \right) \right]. \quad (4)$$

Соответствующий график этой зависимости приведен на рис. 4, 3.

Сравнение полученных расчетных кривых с экспериментальными данными показывает, что формулы (3) и (4) могут использоваться только для оценки скорости полета метаемой пластины, так как они дают возможность определять скорость с точностью до 40%.

Двухмерная схема метания пластины. Следующим этапом построе-

ния схемы метания, более близкой к реально встречающимся случаям, чем рассмотренные одномерные схемы, является изучение двухмерной задачи о метании плоской пластины слоем ВВ. Исключив на этом этапе из рассмотрения влияние краев пластины, будем искать решение двухмерной стационарной задачи о метании.

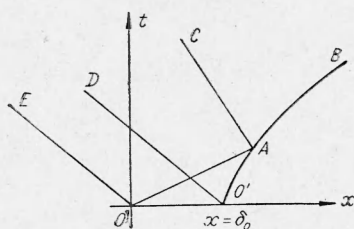


Рис. 5.

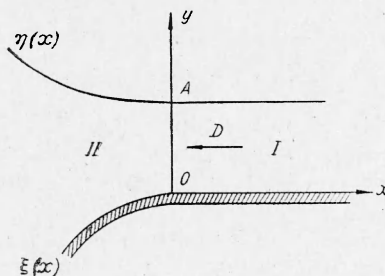


Рис. 6.

Изучаемая картина течения изображена на рис. 6. Здесь в области I находится несдетонировавшее ВВ. Система координат связана с детонационной волной OA , которая в лабораторной системе координат движется вправо вдоль поверхности пластины. В области II находятся разлетающиеся продукты взрыва, ограниченные кривой $y = \eta(x)$, отделяющей продукты взрыва от вакуума, и кривой $y = \xi(x)$ — определяющей положение пластинки. В системе координат, связанной с детонационной волной, в области I газ плотности ρ_0 движется со скоростью D влево, на линии AO параметры потока определяются условиями Жуге (ρ_D, u_D, p_D), причем здесь скорость потока u_D равна скорости звука в продуктах детонации. Течение в области II всюду сверхзвуковое, линия OA есть звуковая линия.

Вывод уравнения, определяющего движение пластинки. Для получения уравнения, определяющего движение пластинки, сделаем ряд упрощающих предположений. Будем считать пластинку слоем несжимаемой жидкости, единица длины которого имеет массу $\rho_1 \cdot \delta_1$. Предположение о несжимаемости позволит исключить из рассмотрения ударные волны, которые в действительном процессе распространяются по метаемой пластине. Однако при использовании насыпных ВВ давление на фронте детонационной волны обычно не превосходит 150 кбар, что для металлов не является большой величиной, и такими слабыми ударными волнами, по-видимому, в первом приближении можно пренебречь. Менее очевидна допустимость следующих предположений. Будем считать, что скорость всех элементов пластинки в направлении касательной к $\xi(x)$ равна скорости детонации, и единственной силой, действующей на элемент пластинки, есть давление продуктов взрыва, направленное по нормали к $\xi(x)$. Тем самым пренебрегаем прочностными силами и считаем пластинку слоем идеальной жидкости, в котором отсутствует градиент скоростей вдоль слоя.

Экспериментальные исследования, результаты которых приведены выше, показывают, что эти предположения могут быть приняты в определенном диапазоне толщин метаемых пластин, изготовленных из различных металлов, в определенной области величин g .

Пользуясь принятыми предположениями, мы можем написать уравнение движения элемента пластины:

$$\rho \delta \cdot dS j_n = p [x, \xi(x)] dS. \quad (5)$$

Здесь dS — элемент дуги пластины; j_n — ускорение, направленное по нормали; p — давление в точке $[x, \xi(x)]$.

Как известно из динамики,

$$j_n = \frac{D^2}{R}, \quad (6)$$

где R — радиус кривизны кривой $\xi(x)$. Используя известную формулу математического анализа, получим из уравнения (5):

$$\frac{\xi''}{(1 + \xi'^2)^{3/2}} = \frac{p[x, \xi(x)]}{p \cdot v \cdot D^2}. \quad (7)$$

Это уравнение, которому должна удовлетворять функция $\xi(x)$, определяет форму пластины. Давление p должно определяться из решения газодинамической задачи.

Постановка задачи о двухмерном стационарном потоке. Имеем следующую газодинамическую задачу: необходимо найти параметры потока — давление и скорость в области II, занятой политропическим газом. На границах этой области имеем следующие условия:

$$\left. \begin{array}{l} \text{на звуковой линии } OA \quad p = p_D, \quad u = u_D = c, \quad v = 0, \quad \rho = \rho_D \\ \text{на свободной поверхности } y = \eta(x), \quad p = 0, \quad v - u \eta'(x) = 0 \\ \text{на пластинке } y = \xi(x) \text{ имеем соотношение (7), } \quad u + v \xi'(x) = 0 \end{array} \right\} \quad (8)$$

Область II занята разлетающимся газом. Там выполняются уравнения двухмерного установившегося течения газа:

$$(c^2 - u^2) u_x - u v (u_y + v_x) + (c^2 - v^2) v_y = 0, \quad (9)$$

$$v_x - u_y = 0.$$

Здесь c — скорость звука, выражающаяся через (u, v) по формуле, справедливой для политропического газа:

$$c^2 = \frac{\gamma - 1}{2} [v_{\max}^2 - (u^2 + v^2)], \quad (10)$$

где v_{\max} — скорость течения в пустоту; γ — показатель адиабаты политропического газа, который для продуктов взрыва, как обычно, полагается равным трем.

Решение уравнений (10) в области II (рис. 6) с граничными условиями (8) может быть получено лишь путем вычислений на ЭВМ. В результате вычислений может быть найдена зависимость предельного угла наклона пластинки

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} \xi'(x) = \operatorname{tg} \gamma$$

от отношения весов ВВ и пластинки r .

Поступила в редакцию
14/IV 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас, В. М. Кудинов и др. ФГВ, 1967, 1.
 2. Фотометрические и экспериментальные исследования явления кумуляции. Сб. переводов, № 4, «Механика», 1953.
 3. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
 4. А. Н. Ariz, H. Hurwitz, H. N. Sternberg. Phys. of Fluids, 1961, 4, 3.
-