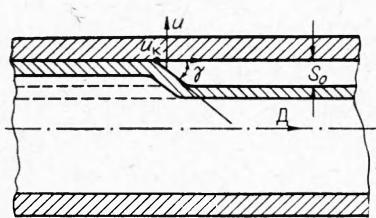


**ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ
ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ДВИЖЕНИЙ СТЕНКИ ТРУБЫ
ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ВЗРЫВОМ**

*P. П. Дидаик,
С. С. Красновский, А. Г. Тесленко
(Днепропетровск)*

Процесс сварки взрывом основан на высокоскоростном соударении двух металлов. При плакировании труб изнутри деформации взрывом подвергается внутренняя труба, коаксиально расположенная с наружной. Для осуществления режима сварки между трубами устанавливается определенный зазор. Схематическая деформация трубы в процессе сварки взрывом представлена на рис. 1.



Rис. 1. Схема сварки взрывом в трубах.

металлов u , скорость движения точки контакта u_k , угол накатывания γ .

От правильного выбора величины скорости соударения зависит качество сварки металлов: недостаточная величина не обеспечивает давлений, необходимых для сближения металлов на величину их межатомных расстояний; чрезмерная скорость соударения приводит к интенсивному оплавлению контактных поверхностей, нарушению структуры в прилегающих зонах, что вызывает резкое снижение прочности в линии сцепления взаимодействующих металлов. Малый угол накатывания не обеспечивает реализации достаточных пластических деформаций, а большой — может привести к деформациям, вызывающим разрушение метаемой трубы.

В свою очередь, u , u_k и γ зависят от плотности (ρ_0), скорости детонации (D) и радиуса (r) ВВ; плотности материала (ρ_m) и толщины стенки деформируемой трубы (b); от зазора между трубами (S), а также от условий развития действия взрыва, зависящих от размеров трубы и степени ее деформации.

Используя решение задачи о распределении давления по длине трубы во времени при одномерном истечении продуктов взрыва [2], авторы получили значения скорости радиального перемещения стенок трубы как функции времени и расстояния от места инициирования заряда ВВ. Задача о радиальном перемещении стенок трубы под действием продуктов взрыва решена при следующих допущениях: 1) энергией, идущей на

деформацию трубы, можно пренебречь по сравнению с кинетической энергией, приобретаемой трубой при разгоне, что справедливо для случаев разгона трубы до скоростей нескольких сот метров в секунду; 2) изменением давления за счет увеличения объема при деформации трубы можно пренебречь ввиду малых радиальных перемещений стенок трубы (порядка 2—2,5 мм). Фронт детонации по заряду распространяется слева направо. В момент инициирования начинается истечение продуктов взрыва и вслед за детонационной волной распространяется волна разгрузки. Обе эти волны описываются газодинамическими соотношениями:

$$u + c = \frac{x}{t}; \quad u - c = -\frac{D}{2};$$

где u — скорость потока за фронтом детонации; c — скорость звука в продуктах детонации; t — время распространения процесса; x — текущая координата.

Давление в первой волне разрежения определяется выражением:

$$p_1 = \frac{8}{27} p_{\text{n}} \left(\frac{x}{Dt} + \frac{1}{2} \right)^3. \quad (1)$$

В момент времени $t_1 = l/D$ в сечении $x = l$ начинается истечение продуктов детонации у правого торца трубы и давление во второй волне разрежения определится выражением:

$$p_2 = \frac{8}{27} p_{\text{n}} \left(\frac{x}{Dt} - \frac{x - l}{Dt - l} \right)^3.$$

Встреча двух волн разгрузки в сечении x произойдет в момент времени

$$t = \frac{3l - 2x}{D}.$$

Давление на стенки трубы определяется величиной p_1 в интервале от t_1 до t_2 и величиной p_2 в интервале от t_2 до ∞ . Зная закон изменения давления во времени для любого сечения трубы, можно определить скорость и перемещение стенки трубы под действием продуктов взрыва

$$b \rho_m \frac{d^2 S}{dt^2} = p(x, t), \quad (2)$$

где b — толщина стенки трубы; ρ_m — плотность материала трубы; S — перемещение стенок трубы.

На малых зазорах, порядка 2—2,5 мм, время движения метаемой трубы не превышает десятка микросекунд, поэтому в реальных условиях процесса сварки деформация происходит при давлении на стенки трубы, которое описывается уравнением (1). Это справедливо для участка трубы, определяемого из выражения

$$t < t_2 - t_1 = \frac{3(l-x)}{D} \quad \text{или} \quad x < l - t' \frac{D}{3},$$

где t' — время движения трубы до момента соударения. Для $D=5000$ м/сек и $t'=10$ мкsec труба на участке $0 \leq x \leq l - 3$ испытывает указанное давление.

Дважды интегрируя уравнение (2) при начальных условиях $t=0$, $u=0$ и $S=0$, получаем выражение по определению перемещения

$$\begin{aligned} S(x, t) = \frac{4}{27} \frac{p_n}{b \cdot \rho_m} & \left[\left(\frac{x}{D} \right)^3 \frac{1}{t} + \frac{9}{4} \left(\frac{x}{D} \right) t + \frac{1}{8} t^2 - 3 \left(\frac{x}{D} \right)^2 \ln \frac{Dt}{x} + \right. \\ & \left. + \frac{3}{2} \left(\frac{x}{D} \right) t \ln \left(\frac{x}{D} \right) t - \frac{27}{8} \left(\frac{x}{D} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Значения u_k может быть определено из уравнения

$$u_k = \left(\frac{\partial x_k}{\partial t} \right)_{s=s_0} = \frac{\left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)_{s=s_0}}{\left(\frac{\partial S}{\partial x} \right)_{s=s_0}} = \frac{1}{\left(\frac{dt}{dx_k} \right)_{s=s_0}},$$

а значение γ — из соотношения

$$\gamma = \operatorname{arctg} \left(- \frac{u}{u_k} \right)_{s=s_0} = \operatorname{arctg} \left(- \frac{\frac{dS}{dt}}{\frac{dS}{dx}} \right)_{s=s_0}.$$

Представляет интерес поведение трубы при больших значениях x . Вводим новую переменную $T = t - t_1$ — время, отсчитываемое с момента прихода детонационной волны в данное сечение трубы. Подставляя в (3) $t = t_1 \left(1 + \frac{T}{t_1} \right)$ и разлагая (3) в ряд по T/t_1 с учетом малости T/t_1 , имеем уравнение движения стенки трубы:

$$S = \frac{4}{27} \frac{p_n}{\rho_m b} \left[3,375 T^2 - 2,250 \frac{T^3}{t_1} + 1,875 \frac{T^4}{t_1^2} - 1,675 \frac{T^5}{t_1^3} \dots \right]. \quad (4)$$

Ограничиваюсь первым членом разложения, получим

$$S(x, t) = \frac{p_n}{2\rho_m b} T^2.$$

В этом приближении движение стенки трубы в радиальном направлении равноускоренное под действием постоянной силы p_n . Учет последующих членов вносит отрицательную поправку, убывающую по величине с ростом $t_1 = x/D$, т. е. с удалением от переднего торца трубы со стороны детонации. Для $t > 40$ мксек ($x = 20$ см) при $T \approx 6$ мксек для реальных процессов поправка не превышает 10%.

Поскольку $p_n = \frac{\rho_0 D^2}{4}$, то окончательно имеем:

$$\left. \begin{aligned} S &= \frac{1}{8} \frac{\rho_0 D^2}{\rho_m b} (t - t_1)^2 = \frac{2\rho_m b}{\rho_0 D^2} u^2, \\ u &= \frac{1}{4} \frac{\rho_0 D^2}{\rho_m b} (t - t_1) = \sqrt{\frac{\rho_0 D^2 S}{2\rho_m b}}, \\ \operatorname{tg} \gamma &= - \sqrt{\frac{\rho_0 S}{2\rho_m b}} = - \frac{1}{4} \frac{\rho_0 D}{\rho_m b} (t - t_1), \\ u_k &\rightarrow D. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Условием применимости уравнений (5) является:

$$\frac{T}{t_1} \ll 1, \text{ так как } t_1 = \frac{x}{D}; \quad t - t_1 = \sqrt{\frac{8S \cdot \rho_m \cdot b}{\rho_0 D^2}},$$

и, следовательно,

$$x > 3 \sqrt{\frac{S \rho_m \cdot b}{\rho_0}}.$$

Более точное решение задачи о радиальном перемещении стенки трубы может быть получено при учете второго члена разложения (4).

$$T^3 - 1,5t_1 T^2 + 0,445 \frac{S}{B} = 0, \quad (6)$$

где

$$B = \frac{4}{27} \frac{\rho_u}{\rho_m b}.$$

Вводя обозначения $T = y + 0,5t_1$, получим уравнение:

$$y^3 + 3py + 2q = 0. \quad (7)$$

Решения его при $\Delta = q^2 + p^3 = 0$; $p < 0$ (Δ — дискриминант) будут:

$$y_1 = -2r \cos \frac{\varphi}{3},$$

$$y_2 = 2r \cos \left(60^\circ - \frac{\varphi}{3}\right),$$

$$y_3 = 2r \cos \left(60^\circ + \frac{\varphi}{3}\right),$$

где $\cos \varphi = \frac{q}{r^3}$; $r = \pm \sqrt[p]{-p}$, а знак перед радикалом тот же, что и знак q . Поскольку y_1 и y_2 не имеют физического смысла, решение уравнения (7) имеет вид:

$$y_3 = 0,5t_1 + \frac{0,1}{t_1} \cdot \frac{S}{B} + 0,54 \sqrt{\frac{S}{B}}. \quad (8)$$

а для уравнения (6) имеем:

$$T = \frac{0,1}{t_1} \cdot \frac{S}{B} + 0,54 \sqrt{\frac{S}{B}} \quad (9)$$

Дифференцируя (6) и подставляя значения T из (8), получим

$$u = 3,65 \sqrt{SB} \left(1 - 0,37 \frac{1}{t_1} \sqrt{\frac{S}{B}} + 0,2 \frac{1}{t_1^2} \cdot \frac{S}{B} \right) =$$

$$= u_{\infty} \left(1 - 0,37 \frac{1}{t_1} \sqrt{\frac{S}{B}} - 0,2 \frac{1}{t_1^2} \cdot \frac{S}{B} \right). \quad (10)$$

С ростом t_1 возрастает u и стремится к значению (5) (рис. 2). Скорость накатывания определяется из уравнения

$$u_k = \left(\frac{dx_k}{dt} \right)_{s=s_0} = \frac{1}{\left(\frac{dt}{dx_k} \right)_{s=s_0}}.$$

Из уравнения (9) определяем $t=t_1+T$, откуда

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{D} - \frac{0,1D}{x^2} \cdot \frac{S}{B}$$

и окончательно

$$u_k = \frac{D}{1 - \frac{2,7b\rho_m S}{x^2 \rho_0}}. \quad (11)$$

Скорость перемещения границы контакта u_k изменяется вдоль трубы.

При $x = x_n = \sqrt{\frac{b\rho_m \cdot S \cdot 2,7}{\rho_0}}$ скорость накатывания бесконечно большая; физически это означает, что соударение в этой точке происходит при угле накатывания, равном нулю. В этой точке происходит начальное соударение труб.

В дальнейшем перемещение границы контакта происходит в обе стороны: при $x > x_n$ $u_k > 0$, т. е. направление движения границы контакта совпадает с направлением движения фронта детонации; при росте x u_k убывает, а при $x \rightarrow \infty$ $u_k \rightarrow D$ и происходит стабилизация процесса (рис. 3).

Рис. 2. Зависимость u от $t_1=x/D$ при S равном 4 мм (1), 2 мм (2) и 1 мм (3).

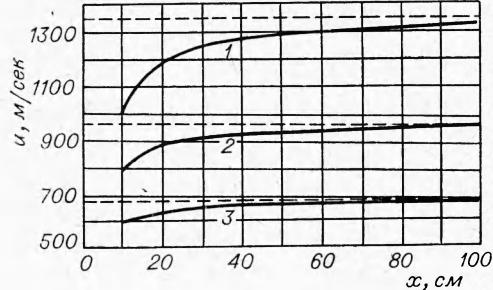
При $x < x_n$ $u_k < 0$, движение границы контакта происходит в направлении, обратном движению фронта детонации. При очень малых x формулы уже не справедливы, так как принято допущение, что $\frac{x}{D} = t_1 > T$.

Угол накатывания

$$\operatorname{tg} \gamma = - \frac{ds}{dt} = - \frac{\frac{ds}{dt}}{\frac{dx}{dt}} = \left(\frac{u}{u_k} \right)_{s=s_0}.$$

Из уравнения (10) и (11) имеем:

$$\operatorname{tg} \gamma = (\operatorname{tg} \gamma)_{\infty} \left(1 - 0,87 \sqrt{\frac{S}{B}} \frac{1}{t_1} - 0,3 \frac{u}{B} \cdot \frac{1}{t_1^2} \right),$$



где

$$(\operatorname{tg} \gamma)_{\infty} = \frac{3,65 \sqrt{S B}}{D}.$$

На рис. 4 представлена зависимость $\operatorname{tg} \gamma$ от x .

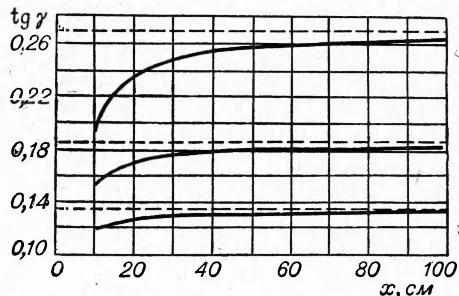
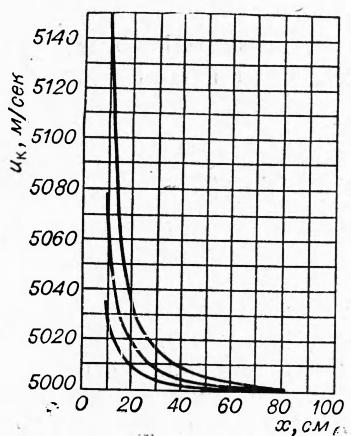


Рис. 4. Зависимость $\operatorname{tg} \gamma$ от x при различных S .

Рис. 3. Зависимость u_k от x при различных S .

Таким образом, значения u , u_k , $\operatorname{tg} \gamma$ с ростом длины трубы стремятся к постоянным величинам, т. е. процесс радиального перемещения трубы при длинах $l > 20$ см является практически установившимся.

Поступила в редакцию
17/X 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас, В. М. Кудинов и др. ФГВ, 1967, 3, 1.
2. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.