

ИССЛЕДОВАНИЕ СОУДАРЕНИЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ ТОЧКИ КОНТАКТА

Г. Е. Кузьмин, И. В. Яковлев

(Новосибирск)

Процесс сварки взрывом двух металлов, как правило, сопровождается развитыми пластическими деформациями соударяющихся поверхностей, которые проявляются в виде регулярных пластических деформаций, называемых волнообразованием при сварке взрывом [1].

Согласно работам [1, 2], существуют два критерия волнообразования и сварки.

Во-первых, давление в области соударения должно быть больше некоторого критического давления, характерного для каждого материала и, как минимум, превышающего динамические пределы прочности соударяющихся металлов [1]. Во-вторых, скорость точки контакта v_k не должна превышать скорость звука в соударяющихся металлах [1]. В то же время в работе [2] отмечается, что скорость точки контакта должна составлять не более 120% от скорости звука соударяющихся металлов.

Второй критерий понимается следующим образом. Если v_k не превосходит скорость объемных возмущений в металле, то впереди точки контакта существуют условия для образования «бугра» деформации. Это может приводить к волно- или струеобразованию и вызывает диссипацию энергии вследствие пластических деформаций и нагрева соударяющихся поверхностей.

Если же скорость точки контакта больше скорости объемных возмущений, то можно ожидать, что процесс пластических деформаций и диссипации энергии соударения не смогут существенно проявляться. Таким образом, второй критерий считался обязательным условием для пластической деформации соударяющихся поверхностей.

Вместе с тем имеются экспериментальные свидетельства существования режимов сварки взрывом, в которых скорость точки контакта существенно больше скорости звука в соударяющихся металлах. В действительности же анализ показывает, что в этих случаях течение в области точки контакта является дозвуковым. В самом деле, известно, что для существования сверхзвукового течения сжимаемой жидкости с ударными волнами, связанными с точкой контакта, кроме выполнения условия $v_k > c$, (c — минимальная скорость звука в соударяющихся металлах), необходимо еще, чтобы соударение потоков жидкостей происходило под определенными углами γ , не превышающими максимальный (для данной скорости точки контакта) угол поворота потоков в ударной волне [3].

В работе [4] приводятся примеры сварки взрывом меди в режимах, когда скорость точки контакта сверхзвуковая для меди, однако угол соударения больше угла поворота потока в ударной волне. В работе [5] определены границы дозвукового течения и сварки для случая несимметричного соударения двух сжимаемых материалов.

В предлагаемой работе критерий дозвукового течения вблизи точки контакта уточняется для более широкого класса соударений. При этом для случая соударения двух сжимаемых металлов взято уравнение состояния, аналогичное использованному в работе [5] при несколько измененных константах. В дополнение к парам металлов, описанным в работе [5], проанализированы случаи соударения других металлов, представляющих интерес для сварки взрывом.

Анализ возможных дозвуковых течений в окрестности точки контакта

В дальнейшем будем рассматривать соударения двух металлических пластин как соударение под некоторым углом двух потоков жидкости полубесконечной толщины, чтобы не учитывать разгрузку со стороны свободных поверхностей (рис. 1, 4). При соударении одинаковых и различных металлов возможны следующие случаи реализации дозвукового течения в окрестности точки контакта.

1. Будем считать оба соударяющихся металла сжимаемыми жидкостями. В случае, когда скорость точки контакта больше скоростей звука в соударяющихся металлах, осуществляется течение с двумя ударными волнами в точке контакта. Обозначим максимально возможные (для данной скорости точки контакта) углы поворота верхнего и нижнего потоков в ударных волнах соответственно γ_1 и γ_2 . Тогда условие дозвукового течения в окрестности точки контакта запишется:

$$\gamma > \gamma_1 + \gamma_2,$$

где γ — угол соударения двух потоков. Заметим, что в симметричном случае $\gamma_1 = \gamma_2$.

2. Пусть металл в нижнем потоке есть несжимаемая жидкость, а второй материал будем по-прежнему считать сжимаемым. Тогда, если скорость точки контакта всегда больше скорости звука в верхнем потоке, условием дозвукового течения в окрестности точки контакта будет

$$\gamma > \gamma_1.$$

3. Если металл в верхнем потоке несжимаем, а скорость точки контакта всегда больше скорости звука в нижнем потоке, то этот случай аналогичен случаю 2.

Ниже будут рассмотрены некоторые из перечисленных течений и определены критические углы существования сверхзвукового течения в окрестности точки контакта. Тем самым для этих случаев будут установлены области дозвукового течения вблизи точки контакта, движущейся со скоростью, превышающей скорость звука в соударяющихся металлах.

Определение критических углов

Случай несжимаемого нижнего потока в отличие от случая, когда оба потока сжимаемы, может быть исследован аналитически.

Рассмотрим ситуацию, показанную на рис. 1. На неподвижную пластину AA_1 налетает пластина BB_2 со скоростью v , направленной по нормали к движущейся пластине. Прямая CO соответствует ударной волне в верхней пластине. Нижняя пластина считается абсолютно жесткой, что справедливо, если ее сжимаемость значительно меньше сжимаемости верхней пластины. Прямая AO (BO) соответствует линии контакта соударившихся пластин. Пластини будем считать достаточно толстыми, чтобы пренебречь влиянием краев на рассматриваемую картину. Вся конфигурация движется вдоль оси x со скоростью v_k . Если угол соударения есть γ , то имеет место очевидное соотношение

$$v = v_k \sin \gamma.$$

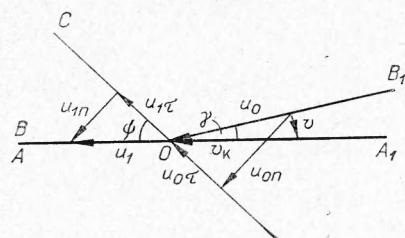


Рис. 1.

Движение будем рассматривать в системе координат, связанной с точкой контакта. В этой системе верхняя пластина налетает на точку O со скоростью $u_0 = v_k \cos \gamma$. В точке O поток преломляется стационарной ударной волной CO , расположенной под углом ψ к начальному направлению верхней пластины. За ударной волной скорость верхней пластины обозначим u_1 . Условия на ударной волне удобно писать в координатах, одной осью которых является касательная к ударной волне, а другой — нормаль к ударной волне в точке O :

$$\rho_1 u_{1n} = \rho_0 u_{0n}, \quad (1)$$

$$\rho_1 u_{1n}^2 + P = \rho_0 u_{0n}^2, \quad (2)$$

$$u_{1\tau} = u_{0\tau}. \quad (3)$$

Здесь u_{0n} , u_{1n} , $u_{0\tau}$ и $u_{1\tau}$ — составляющие скорости перед и за ударной волной, определяющиеся из геометрических соображений:

$$u_{0n} = u_0 \sin \psi, \quad (4)$$

$$u_{0\tau} = u_0 \cos \psi, \quad (5)$$

$$u_{1n} = u_1 \sin (\psi - \gamma), \quad (6)$$

$$u_{1\tau} = u_1 \cos (\psi - \gamma). \quad (7)$$

К этим соотношениям добавим еще выражение

$$u_0 = v_k \cos \gamma \quad (8)$$

и уравнение состояния в виде [6]:

$$P = \rho_0 a^2 \frac{1 - \rho_0/\rho_1}{[1 - b(1 - \rho_0/\rho_1)]^2}. \quad (9)$$

Здесь a , b — константы уравнения состояния. Для материалов, у которых в исследуемом диапазоне давлений отсутствуют фазовые переходы, a практически равно скорости звука. Уравнения (1) — (9) составляют полную систему для определения P , ρ_1 , u_0 , u_{0n} , $u_{0\tau}$, u_1 , u_{1n} , $u_{1\tau}$, ψ , если заданы ρ_0 , a , b , v_k , γ . Эти же уравнения допускают и другую интерпретацию. Можно считать, что задан угол ψ ($0 < \psi < \frac{\pi}{2}$), а необходимо найти γ . Нас интересует максимальное значение угла γ , на который может повернуться поток в ударной волне, т. е. требуется найти максимум угла γ при условии $0 < \psi < \frac{\pi}{2}$. Если верхняя пластина встречается с нижней под углом $\gamma < \gamma_{max}$, то при той же скорости точки контакта ударная волна отойдет от точки контакта, а в окрестности точки контакта будет осуществляться непрерывное течение без ударных волн.

Решая совместно уравнения (1) — (9), можно получить связь углов γ и ψ в следующем виде:

$$1 - b \left[1 - \frac{\tan(\psi - \gamma)}{\tan \psi} \right] = \frac{a}{v_k \cos \gamma \sin \psi}. \quad (10)$$

Для отыскания максимума $\gamma(\psi)$ дифференцируем выражение (10) по ψ и приравниваем нулю $d\gamma/d\psi$. После соответствующих преобразований получим

$$1 - \frac{1}{\tan(\psi - \gamma) \tan \psi} = \frac{a}{v_k \cos \gamma \sin \psi}. \quad (11)$$

Введя обозначения $\xi = \tan \psi$, $\eta = \tan \gamma$, из уравнений (10) и (11) получаем уравнение для ξ

$$\xi = \frac{2}{\xi + \sqrt{\xi^2 - \frac{4}{b}}} + \frac{a}{v_k} \sqrt{1 + \left[\frac{\xi - \sqrt{\xi^2 - \frac{4}{b}}}{2 + \xi \left(\xi + \sqrt{\xi^2 - \frac{4}{b}} \right)} \right]^2} \sqrt{1 + \xi^2}, \quad (12)$$

которое более удобно для счета на ЭВМ, чем система уравнений (10) — (11). После численного решения уравнения (12) для определения η можно воспользоваться выражением

$$\eta = \frac{\zeta - \sqrt{\zeta^2 - \frac{4}{b}}}{2 + \zeta \left(\zeta + \sqrt{\zeta^2 - \frac{4}{b}} \right)}, \quad (13)$$

вытекающим из (10) — (11).

Если учесть, что реальные значения критических углов γ обычно малы, можно несколько упростить полученные соотношения. В частности, выражение (10) можно записать в виде

$$1 - b \left[1 - \frac{\operatorname{tg}(\psi - \gamma)}{\operatorname{tg} \psi} \right] = \frac{a}{v_k \sin \psi}.$$

Отсюда

$$\gamma = \psi - \operatorname{arctg} \left\{ \operatorname{tg} \psi \left[1 - \frac{1}{b} \left(1 - \frac{a}{v_k \sin \psi} \right) \right] \right\}. \quad (14)$$

Из уравнения (14) после дифференцирования легко находится значение ψ , при котором γ достигает максимума:

$$\sin \psi = \sqrt{x^2 + y} - x, \quad (15)$$

где

$$x = \frac{a}{2v_k} \frac{(2-b)}{(2b-1)}, \quad y = \frac{(a^2 + bv_k^2)}{v_k^2(2b-1)}.$$

Соответствующее значение γ находится из (14).

Расчеты на ЭВМ для рассмотренного случая были проведены для шести металлов: медь, свинец, титан, цинк, железо и алюминий. При этом v_k менялось в интервале от a до $(a+3 \text{ км/с})$. Расчетные данные, полученные из выражений (14) — (15), отличаются от полученных из

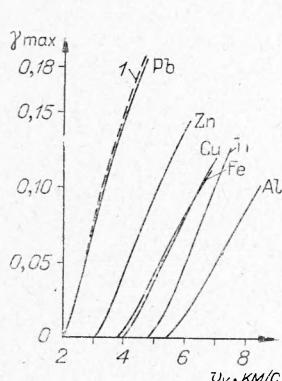


Рис. 2.

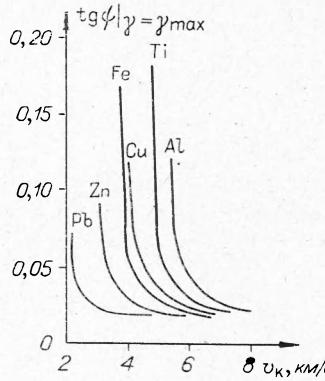


Рис. 3.

выражений (12) — (13) не более чем на $0,6 \div 2,5\%$. Результаты расчетов приведены на рис. 2 и 3. На рис. 2, 1 показана кривая, полученная расчетом из выражений (14) — (15) для свинца.

Анализ этих результатов позволяет сделать следующие выводы. При значениях v_k близких к соответствующим значениям a , тангенс угла наклона ударной волны весьма велик (что соответствует значениям ψ , близким к $\pi/2$), затем тангенс этого угла при увеличении v_k резко убывает и асимптотически стремится к некоторому пределу. Из

рис. 3 видно, что эти пределы для различных металлов довольно близки. Это естественно, так как из выражения (12) видно, что

$$\operatorname{tg} \psi_{v_k \rightarrow \infty} = \zeta_{v_k \rightarrow \infty} = \sqrt{\frac{b}{b-1}},$$

а значения b для большинства металлов близки к 1,5 [6].

Из рис. 3 также видно, что начиная с некоторых значений v_k и γ , зависимость между γ_{\max} и v_k практически линейная. Полученные результаты могут быть применены для случая соударения двух пластин из одинаковых материалов. Действительно, во-первых, рассчитанный критический угол составляет, очевидно, половину критического угла, соответствующего симметричному соударению двух сжимаемых пластин из одинакового материала. Во-вторых, даже и при несимметричном соударении двух пластин из одинаковых материалов в случае, когда одна пластина неподвижна, эта связь критических углов остается неизменной. Для достижения в этом случае большей точности необходимо учитывать, что если скорость «набегания» верхней пластины на точку контакта равна $v_k \cos \gamma$, скорость «набегания» нижней пластины есть просто v_k . Следует отметить, что разница между v_k и $v_k \cos \gamma$ в этом случае не превышает 2,5%.

Случай двух сжимаемых потоков. Выше было сказано, что случай соударения двух сжимаемых потоков рассмотрен в работе [5]. Для полноты исследования возможных течений и для сравнения полученных результатов с результатами работы [5] целесообразно проанализировать этот случай.

Будем изучать возможность существования установившейся ударноволновой конфигурации в точке контакта, показанной на рис. 4. Для

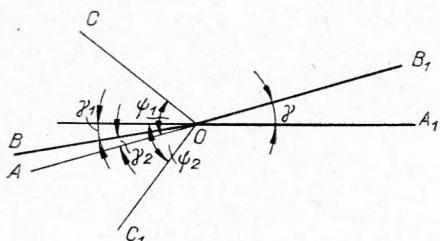


Рис. 4.

скоростей точки контакта, при которых ударная волна существует только в одном потоке, картина течения аналогична рассмотренной выше. Поэтому рассмотрим случай с двумя ударными волнами в точке контакта. Здесь удобно считать сумму углов поворота γ_1 и γ_2 обеих пластин в ударных волнах функцией одного только давления. Поэтому максимум угла $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$ для каждой скорости точки контакта будет

соответствовать некоторому критическому значению давления. Систему уравнений, описывающую изменение параметров на ударных волнах, запишем, исключив составляющие скорости:

$$z_1 = \frac{b_{10}P + \frac{\rho_{10}a_{10}^2}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{4b_{10}P}{\rho_{10}a_{10}^2} + 1} \right)}{b_{10}^2 P}, \quad (16)$$

$$\psi_1 = \arcsin \sqrt{\frac{P}{\rho_{10}v_k^2 \cos^2 \gamma z_1}}, \quad (17)$$

$$\gamma_1 = \psi_1 - \operatorname{arctg} [\operatorname{tg} \psi_1 (1 - z_1)], \quad (18)$$

$$z_2 = \frac{b_{20}P + \frac{\rho_{20}a_{20}^2}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{4b_{20}P}{\rho_{20}a_{20}^2} + 1} \right)}{b_k^2 P}, \quad (19)$$

$$\psi_2 = \arcsin \sqrt{\frac{P}{\rho_{20} v_{20}^2 z_2}}, \quad (20)$$

$$\gamma = \psi_2 - \operatorname{arctg} [\operatorname{tg} \psi_2 (1 - z_2)], \quad (21)$$

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2. \quad (22)$$

Здесь a_{10} , b_{10} — константы в уравнении состояния материала верхнего потока, a_{20} , b_{20} — константы в уравнении состояния материала нижнего потока ρ_{10} , ρ_{20} — начальные плотности соответственно для верхнего и нижнего потоков,

$$z_1 = 1 - \rho_{10}/\rho_{11}, \quad z_2 = 1 - \rho_{20}/\rho_{21},$$

где ρ_{11} и ρ_{21} — плотности за скачками для верхнего и нижнего потоков соответственно.

Уравнения (16) — (18) для верхнего потока выводятся из (1) — (9) исключением всех компонент скоростей. Уравнения (19) — (21) выводятся аналогично, с учетом того, что скорость набегания нижней пластины на точку контакта равна v_k .

Система уравнений (16) — (22) решалась численно на ЭВМ. Для каждого конкретного значения v_k , которое выбиралось в интервале $[\max(a_{10}, a_{20}), \max(a_{10}, a_{20}) + 3 \text{ км/с}]$, рассчитывались значения угла γ как функции давления P в точке контакта. Затем на основании этих расчетов находились зависимости максимального угла γ_{\max} от скорости точки контакта v_k для различных сочетаний соударяющихся металлов. Результаты для некоторых пар металлов приведены на рис. 5 и в таблице. Зависимость γ_{\max} от v_k для пары Cu + Cu, полученная в работе [5], практически совпадает с полученной в настоящей работе. Заметим, что поскольку в стали при давлении 130 кбар происходит фазовый переход [7], рассчитанные результаты могут несколько отличаться от истинных.

Таким образом, для всех рассмотренных выше случаев соударений вся плоскость в координатах v_k , γ для каждого металла может быть условно разделена на три области: 1) область дозвуковых значений скорости точки контакта (для любых γ); 2) область сверхзвуковых скоростей точки контакта для углов соударения, превышающих мак-

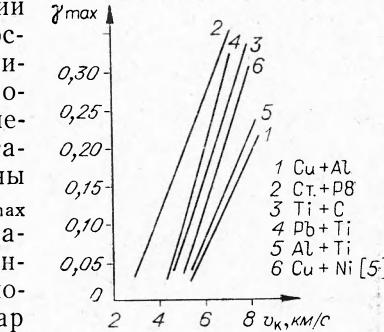


Рис. 5.

Пары металлов	γ_{\max} при v_k (км/с)					
	3	4	5	6	7	8
Ti+Al			0,01	0,08	0,155	0,23
Ti+Pb		0,022	0,105	0,19	0,271	0,355
Ti+Cu			0,065	0,155	0,23	0,31
Al+Cr.			0,01	0,07	0,13	0,19
Al+Pb			0,035	0,092	0,147	0,205
Al+Cu			0,007	0,065	0,123	0,182
Cr.+Al			0,01	0,075	0,135	0,2
Cr.+Ti			0,07	0,16	0,253	0,345
Cr.+Cu		0,038	0,115	0,192	0,271	0,348
Pb+Al			0,028	0,093	0,158	0,223
Pb+Cr.	0,02	0,113	0,24	0,29	0,383	0,472
Pb+Cu		0,108	0,21	0,308	0,41	0,473
Cu+Cr.		0,038	0,12	0,2	0,28	0,36
Cu+Ti			0,062	0,155	0,25	0,34
Cu+Pb	0,033	0,115	0,198	0,28	0,331	0,442

симальные углы поворота в ударных волнах; 3) область сверхзвуковых скоростей точки контакта для углов соударения, не превышающих максимальные углы поворота потока в ударных волнах, т. е. область с ударными волнами в точке контакта.

Экспериментальные результаты

Проанализируем эксперименты по соударениям некоторых пар металлов с различными режимами течения в окрестности точки контакта.

1. Область значений v_k и γ , в которой $v_k < c$, исследована наиболее подробно. Большинство режимов сварки взрывом, для которых получены максимальные значения прочности шва, относятся именно к этой области [1].

2. Для области значений γ и v_k , в которой $v_k > c$, а $\gamma > \gamma_{max}$, были поставлены специальные эксперименты. Для пары свинец+алюминий сварка получена при скорости точки контакта 2,5 км/с, при этом угол соударения равнялся 8° . Скорость звука в свинце менее 2 км/с. На рис. 6 приведена фотография микроструктуры соединения свинец—алюминий, полученного в описанном режиме. Удовлетворительная сварка пары медь—медь зафиксирована, как и в работе [4], при скорости точки контакта 5,1 км/с и угле соударения 15° . при этом наблюдалось волнообразование. Для пары медь—медь при $v_k = 6,2$ км/с и $\gamma = 12^\circ$ имеет место волнообразование, но сварка отсутствует (толщина пластин 5 мм). При сварке в этих же режимах медных фольг толщиной 0,05 мм получена качественная сварка.

Как видно из приводимых в работе зависимостей (v_k , γ_{max}), все описанные выше случаи лежат в области дозвукового течения в окрестности точки контакта.



Рис. 6.

Проведенные в работе [10] расчеты по метанию скользящей детонационной волной металлических пластин показывают, что разворот пластины на максимальный угол осуществляется на расстояниях порядка 5—10 толщин метаемой пластины. Поэтому тонкие пластины толщиной, например, 1 мм и меньше свариваются с помощью взрывчатых веществ с большими скоростями детонации, при использовании которых скорость точки контакта больше скорости звука в соударяющихся пластинах. Это объясняется тем, что тонкая пластина благодаря своей малой массе успевает до соударения повернуться на угол больший, чем максимальный угол поворота в ударной волне. Более толстые пластины на таких же зазорах не успевают развернуться на достаточно большой угол и поэтому при сверхзвуковых скоростях точки контакта угол соударения оказывается меньше максимального угла поворота в ударной волне, а это уже режим сверхзвукового течения в точке контакта и сварка произойти не может ввиду невозможности регулярной пластической деформации соударяющихся поверхностей.

3. В области сверхзвукового течения в точке контакта как волнобразование, так и сварка отсутствуют. Имеющиеся пластические деформации носят совсем иной характер, чем при сварке взрывом. В частности, при соударении свинцовой пластины с пластинами различных металлов в режимах существования ударных волн в точке контакта имеет место потеря устойчивости границы раздела соударяющихся металлов [8].

Обобщая полученные результаты, можно сделать некоторые выводы.

Сварка взрывом возможна как при дозвуковых так и при сверхзвуковых скоростях точки контакта. В последнем случае сварка возможна при значениях v_k и γ из областей дозвукового течения в точке контакта.

При выполнении условий для существования дозвукового течения в точке контакта сварка соударяющихся пластин осуществляется не всегда. В этих случаях отсутствие сварки, возможно, объясняется тем, что граница соединения не успевает застыть до прихода растягивающих напряжений со стороны свободных поверхностей [9].

Полученную границу между дозвуковым течением в точке контакта и сверхзвуковым течением можно в первом приближении рассматривать как вторую в дополнение к границе, определенной в работе [9]. Видимо, более точно вторая граница может быть построена при учете прочностных свойств материалов.

Поступила в редакцию
28/II 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
2. G. Cowan, J. Douglass, A. Holtzman. Explosive bending. Patent USA. cl. 29—494. № 3137937, 23.6.1964.
3. Дж. Уолш, Р. Шлефлер, Ф. Уиллинг. Механика. Сб. переводов, № 2(24), 1954.
4. А. А. Дерибас, В. М. Кудинов, Ф. И. Матвеенков. ФГВ, 1967, 3, 4.
5. G. R. Cowan, A. H. Holtzman. J. Appl. Phys. 1963, 34, 4.
6. Р. Мак-Куин, С. Марш. В кн.: «Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях». М., «Мир», 1965.
7. D. Vanscoft, E. L. Peterson, S. Minshall. J. Appl. Phys., 1956, 27, 291.
8. И. В. Яковлев. ФГВ, 1973, 9, 3.
9. И. Д. Захаренко. ФГВ, 1972, 8, 3.
10. А. А. Дерибас, Г. Е. Кузьмин. ПМТФ, 1970, 1.