

## Поведение металлов при высокоскоростной деформации и волнообразование при сварке взрывом

В. Г. Петушков<sup>а</sup>, В. Ф. Нестеренко<sup>б</sup>, Г. В. Степанов<sup>в</sup>

<sup>а</sup> Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, Киев, Украина

<sup>б</sup> Калифорнийский университет, Сан-Диего, Калифорния, США

<sup>в</sup> Институт проблем прочности им. Г. С. Писаренко НАН Украины, Киев, Украина

*Рассмотрены существующие подходы к определению условий формирования волнообразного профиля соединения при сварке металлов взрывом. Отмечены ограничения гидродинамической модели, связанные с тем, что описание процесса, в том числе локализации сдвиговой деформации на границе контакта, не учитывает индивидуальных свойств свариваемых тел. Предложен новый подход к волнообразованию при сварке взрывом в рамках упругопластической модели. Он основан на условии реализации таких режимов косоугольного соударения, которые с учетом динамической вязкости свариваемых металлов с различной статической прочностью должны обеспечивать равенство их сопротивлений формоизменению.*

**Ключевые слова:** сварка металлов взрывом, высокоскоростная деформация, упругопластическая модель.

Область сварки взрывом обычно представляют как совокупность точек на плоскости ( $\gamma_{уд}$ ,  $V_k$ ) ( $\gamma_{уд}$  – угол соударения,  $V_k$  – скорость точки контакта [1, 2]), для которой справедлива гидродинамическая модель явлений, сопровождающих высокоскоростные косые соударения металлических тел. При этом она учитывает только плотность металлов и их твердость. Границы области сварки, где проявляется влияние индивидуальных свойств пары свариваемых металлов, включая прочность, теплоемкость, теплопроводность, определяют ограничения гидродинамической модели. Следует отметить, что от гидродинамической теории, разработанной применительно к кумуляции [3], первоначально и не требовалось учитывать такое различие. Поэтому гидродинамическая теория сварки взрывом до сих пор оперирует свойствами, не отнесенными к конкретному металлу из свариваемой пары, например, прочность (твердость), плотность, температура плавления, теплоемкость и т.д., что зачастую оказывается неприемлемым.

Соударяющиеся тела при сварке взрывом рассматриваются обычно как струи идеальной несжимаемой жидкости. На основании теоретических представлений и экспериментальных данных кривыми 1, 2 и 3 на плоскости ( $\gamma_{уд}$ ,  $V_k$ ) выделяют область сварки взрывом (затемненная область на рис. 1) – окно свариваемости. Кривая 3 ограничивает значения параметров соударения, при которых возможно образование обратной (кумулятивной) струи, кривая 2 является верхней границей области сварки взрывом, ее положение зависит от тепловых и силовых условий сохранения целостности уже образовавшихся соединений [3, 4]. Слева область сварки ограничена прямой II, параллельной оси ординат и соответствующей режимам, при которых в точке соударения достигаются напряжения, достаточные для перехода металлов в пластическое

состояние. При прочности, близкой к теоретической и определяющей главный критерий волнообразования [4–6]:

$$p \geq p' = 0,5\rho V_k^2 \approx 0,5G\pi^{-1}, \quad (1)$$

где  $p'$  – критическое давление;  $\rho$  – плотность металла;  $G$  – модуль сдвига. Вдоль прямой  $I$  в направлении оси ординат происходит переход от волнообразной к безволновой конфигурации соединения, тогда как на прямой  $II$  отсутствуют поверхностные явления волно- и струеобразования из-за малости напряжений, возникающих в окрестности точки контакта при взаимодействии металлов.

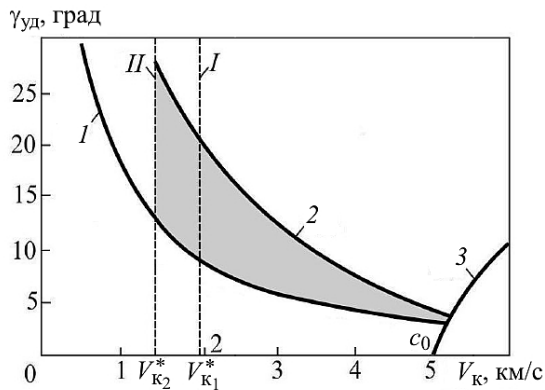


Рис. 1. Классификация течений на плоскости  $(\gamma_{уд}, V_k)$  [1, 2].

Наибольшее внимание исследователей и технологов привлекает нижняя граница области сварки взрывом (кривая  $I$ ), где согласно гидродинамической модели выполняется условие [1]:

$$(\gamma_{уд} V_k)^2 = \text{const}. \quad (2)$$

Константа в (2) задается как  $HV\rho^{-1}$  ( $HV$  – твердость по Виккерсу) [3], следовательно, уравнение нижней границы приводится к виду

$$\gamma_{уд} V_k = K \sqrt{20HV\rho^{-1}}. \quad (3)$$

Для лучшего соответствия эксперименту в формулу (3) введен весовой коэффициент  $K$ , значения которого для различных сочетаний свариваемых металлов и условий сварки находятся в диапазоне 0,6...1,8 [5]. Наряду с  $HV$  в выражении (3) можно использовать и другие характеристики прочности – предел упругости Гюгонио, статические пределы текучести  $\sigma_T$  или прочности  $\sigma_B$  с учетом эмпирически установленной связи между ними. Например, для малоуглеродистой стали [4]

$$HV \cong 5\sigma_T \cong 2,5\sigma_B. \quad (4)$$

При сварке взрывом одинаковых или близких по прочности металлов выражение (3) дает удовлетворительное согласование с экспериментальными данными [1, 4, 7–11 и др.]. Однако при аналитическом определении нижней границы области сварки взрывом в несимметричной схеме соударения разнородных металлов, особенно если они резко отличаются по статической прочности, возникают трудности при выборе вводимых в уравнение (3) твердости (и плотности) одного из металлов свариваемой пары [6]. Исходя из наиболее распространенной гипотезы об образовании обратного потока массы (кумулятивной струи) [6–8], как неотъемлемого сопутствующего процесса при сварке взрывом, предлагалось использовать твердость более прочного [9] или, напротив, менее прочного [7, 10] металла данной пары либо полусумму твердостей [2, 3, 11] с соответствующим варьированием коэффициента  $K$  для согласования расчета с экспериментом. Использование полусуммы твердостей, по существу, вынужденный, но ничем не обоснованный компромисс.

С физической точки зрения эти варианты необоснованы и неубедительны. Если нижнюю границу определять из условия формирования обратного потока массы с поверхности менее прочного (более мягкого) металла пары [10], остается неясным, как происходит самоочищение и формоизменение более твердого металла и возникают симметричные синусоидальные волны (если плотности свариваемых металлов одинаковы или близки [3]) (рис. 2). Столь же необоснованно вводить в формулу (3) и твердость более прочного металла, поскольку при этом менее твердый металл пары заведомо перегружается, что должно было бы вызывать появление расплавов на границе контакта, образование интерметаллидов и другие нежелательные явления, экспериментально не обнаруживаемые вблизи нижней границы.

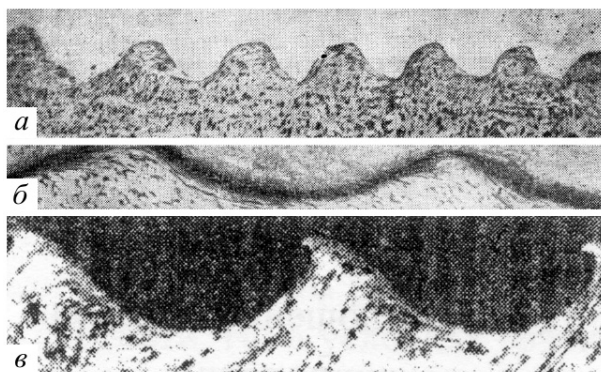


Рис. 2. Микрофотографии волнообразного профиля соединения при сварке взрывом: *а* – классическая волна при сварке металлов с близкими плотностями; *б* – соединение серебро (вверху) + сталь; *в* – соединение свинец (темное поле) + сталь.

Предлагаемая в данном сообщении модель предполагает, что процесс сварки взрывом однородных и разнородных металлов, как близких, так и весьма сильно отличающихся по статической прочности, при реализации определенных режимов соударения сопровождается более или менее выраженным волнообразованием на границе соединения. Существует несколько теорий волнообразования [2, 3, 11], в том числе теория, основанная на представлении о возникновении и взаимодействии своеобразных “бугров”

пластической деформации перед точкой контакта [12], опережающих последнюю и возможных только при дозвуковых скоростях ее движения. Причиной образования “бугров”, по-видимому, является движение металла за фронтами волн разгрузки от свободных поверхностей соударяющихся тел, которое характеризуется массовыми скоростями  $V_1'$  и  $V_2'$ . Волнообразный профиль соединения должен определяться этими скоростями и физико-механическими свойствами свариваемых металлов. Заметим, что известный способ сварки взрывом “ударной волной” основан на действии этого механизма [4, 11, 13].

В рамках приведенной теории волнообразования скорость точки контакта  $V_k \leq c_p^*$  ( $c_p^*$  – скорость поверхностной волны пластической деформации [14]). Тогда в первом приближении можно принять  $V_{k1}^* \cong c_p^*$ , хотя скорость этой волны может зависеть от величины пластической деформации. Независимо от принятой модели волнообразования очевидно, что процесс сварки включает циклическое формоизменение приповерхностных слоев и взаимодействие металлов в кристаллическом состоянии. Этот процесс должен контролироваться физико-механическими характеристиками металлов и волновыми процессами деформации, которые задают частоту волн.

Предполагается, что сопротивление деформации свариваемых металлов в условиях формирования волнообразного профиля соединения должно быть сравнимым или вообще одинаковым. Такой характеристикой является предел текучести при сдвиге, весьма чувствительный к скорости и величине деформации, а также к температурным условиям деформирования [16], которые при высокоскоростной деформации могут рассматриваться как адиабатические. Изложенное дает основания утверждать, что при высокоскоростном соударении металлов волнообразное соединение возможно тогда, когда реализуются условия их совместного пластического деформирования (как и при других видах сварки давлением [17–19], а также при взрывном компактировании порошкообразных материалов [20]). Иными словами, “силовое” взаимодействие свариваемых взрывом металлов, задаваемое параметрами  $\gamma_{уд}$  и  $V_k$ , должно вызывать совместное пластическое течение приповерхностных слоев с такими, скорее всего согласованными, скоростями деформации, которым в точности соответствуют их близкие или совпадающие динамические пределы текучести в условиях деформирования при косом соударении. Причем для существования стационарной волны (независимо от ее размеров) это равенство сопротивлений пластическому деформированию (формоизменению) должно быть установившимся. Рассмотрим условия реализации такой ситуации.

Сварка взрывом, как известно, сопровождается высокими скоростями деформации приконтактных слоев металлов. Ее оценивают, например, по скорости затопленной струи [3, 6], ширине эпюры высокого давления в зоне соударения или по времени его существования [12], по величине и времени образования сдвиговых [18] и волнообразных [19, 21, 22] деформаций. В работе [17] показано, что для получения качественных соединений алюминия со сталью Ст. 3 и стали Ст. 3 с той же сталью требуется критическая деформация сдвига, составляющая примерно 10 и 50% соответственно, а продолжительность сварки, определенная к моменту достижения волнами

разгрузки зоны соединения, составляет порядка нескольких микросекунд. Отсюда следует, что скорость сдвиговой деформации приконтактных слоев, участвующих в сварке металлов на глубине до нескольких миллиметров, достигает значений не менее  $10^5 \dots 10^6 \text{ с}^{-1}$ . При столь высоких скоростях нормальной деформации ( $\dot{\epsilon}$ ) динамический предел текучести многократно превышает его статическое значение, обычно соответствующее значениям  $\dot{\epsilon}$  порядка  $10^3 \text{ с}^{-1}$ . Если, принять, что  $\dot{\epsilon} \cong V_{\text{к}} \lambda^{-1}$  [15], то для типичных значений скорости точки контакта  $V_{\text{к}} \cong 10^3 \text{ м/с}$  и длины волны  $\lambda \cong 10^{-3} \text{ м}$  также имеем  $\dot{\epsilon} \cong 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Еще больших (не менее чем в полтора-два раза) скоростей деформации следует ожидать в “буграх”, возникающих перед точкой контакта, согласно концепции волнообразования, предложенной в [12].

Исследованию влияния скорости деформации на прочность и пластичность металлических материалов посвящено большое число работ, обзор которых можно найти, например, в [3, 14, 23, 24]. Чтобы наглядно проиллюстрировать это влияние, на рис. 3 приведены расчетные зависимости динамического верхнего предела текучести  $\tau_{\text{д}}^{\text{B}}$  при чистом сдвиге от скорости деформации сдвига  $\dot{\gamma}$ , полученные в [23] ( $B_0$  – константа торможения дислокаций, определяемая в основном механизмами фононной вязкости и фононного рассеяния,  $N_0$  – исходная плотность дислокаций), а на рис. 4 – экспериментальные кривые изменения сопротивления одноосной деформации растяжения (динамического верхнего предела текучести) [14, 24].

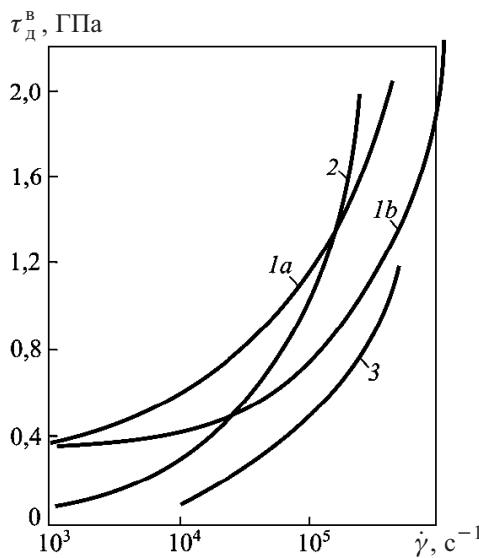


Рис. 3. Расчетные зависимости  $\tau_{\text{д}}^{\text{B}}(\dot{\gamma})$ : 1a –  $\alpha$ -железо,  $N_0 = 10^{12} \text{ м}^{-2}$ ,  $B_0 = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ; 1b –  $\alpha$ -железо,  $N_0 = 10^{10} \text{ м}^{-2}$ ,  $B_0 = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ; 2 – медь,  $N_0 = 10^{10} \text{ м}^{-2}$ ,  $B_0 = 0,6 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ; 3 – алюминий,  $N_0 = 10^{12} \text{ м}^{-2}$ ,  $B_0 = 10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с}$ .

Для области  $\dot{\epsilon} \geq 10^5 \text{ с}^{-1}$  надежные экспериментальные данные о величине  $\sigma_{\text{д}}$  немногочисленны, зачастую противоречивы или вообще отсутствуют вследствие почти непреодолимых методических трудностей [14, 23, 24].

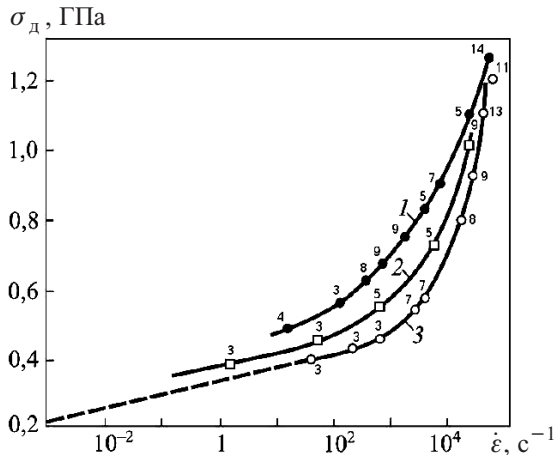


Рис. 4. Зависимость динамического верхнего предела текучести стали 45 (1), стали Ст. 3 (2) и  $\alpha$ -железа (3) от скорости деформации при одноосном квазистатическом растяжении [22]; числа у точек – минимальное количество усредненных экспериментальных данных.

Накопленные эмпирические данные относятся главным образом к скоростям деформации  $\dot{\epsilon} \leq 10^4 \dots 10^5 \text{ с}^{-1}$ , реализуемым путем квазистатических испытаний при одноосном напряженном и/или деформированном состояниях [25, 26–28]. При этом установлено, что относительный прирост динамического предела текучести (назовем последний динамическим упрочнением) сильно зависит от его статического значения. Впервые на существование такой зависимости при  $\dot{\epsilon} \approx 10^4 \text{ с}^{-1}$  обратил внимание Г. Тейлор [29] еще в 1946 г., затем такая же зависимость для  $\dot{\epsilon} \approx 10^5 \text{ с}^{-1}$  была получена при исследовании откольной прочности железа и стали [30], а позднее одним из авторов настоящей статьи – для скоростей деформации  $\dot{\epsilon} \approx 10^5 \text{ с}^{-1}$  при одноосном растяжении ряда металлов [24].

Эти зависимости, данные [3, 14, 23, 24] и ряд других исследований, а также отдельные значения  $\sigma_d$  для скоростей деформации  $\dot{\epsilon} \geq 10^4 \text{ с}^{-1}$  (до  $\dot{\epsilon} \approx 10^7 \text{ с}^{-1}$ ), полученные с использованием различных экспериментальных методик для металлов с существенно различной прочностью, приведены на рис. 5. Видно, что сопротивление металлов высокоскоростной пластической деформации резко возрастает, начиная примерно с  $\dot{\epsilon} \approx 10^3 \text{ с}^{-1}$ , причем тем быстрее и сильнее, чем ниже значения  $\sigma_T$ .

Таким образом, при некоторой достаточно высокой скорости деформации абсолютные значения  $\sigma_d$  металлов, имеющих разные значения  $\sigma_T$ , могут сравняться и достичь уровня, необходимого для описания экспериментально определенных нижних границ области сварки взрывом для различных сочетаний металлов по классическим формулам (1), (3) при формальной подстановке в них  $\sigma_d$  вместо  $HV$  [21, 22, 28].

Нетрудно убедиться, что уже при  $\dot{\epsilon} \approx 0,5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$  динамические пределы текучести, например, армко-железа ( $\sigma_T = 0,18 \text{ ГПа}$ ), стали Ст. 3 ( $\sigma_T = 0,24 \text{ ГПа}$ ) и стали 45 ( $\sigma_T = 0,52 \text{ ГПа}$ ), становятся одинаковыми ( $\sigma_d = 1,2 \text{ ГПа}$ ) [24] и

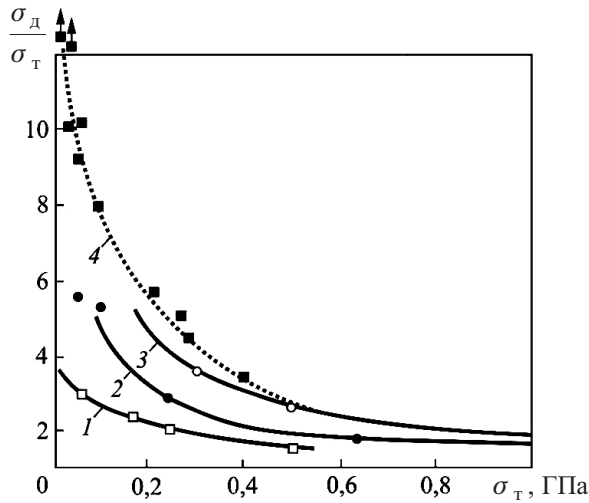


Рис. 5. Экспериментальные данные, характеризующие зависимость относительного прироста динамического предела текучести  $\sigma_d/\sigma_T$  от его статического значения  $\sigma_T$ : 1 – данные [23]; 2 – [24]; 3 – [25]; 4 – гипотетическая кривая для  $\dot{\epsilon} \geq 10^5 \text{ с}^{-1}$ ; точки на кривой 4 – результаты испытаний, заимствованные из различных источников.

приближаются к значению  $HV$  стали 45, с запасом “вписываясь” в соотношение (3). Эта закономерность наблюдается и для других металлов (алюминий и его сплавы, медь, латунь, ниобий, стали различной твердости), данные о которых обобщены на рис. 4. Эксперименты по высокоскоростному внедрению твердого ударника в мишени из свинца, меди, алюминия, сплава Д16 и армко-железа [31], выполненные еще в 1959 г., могут служить прямым подтверждением правомерности приведенного рассуждения. Результаты этого исследования представлены на рис. 6. Показано, что при скоростях внедрения ударника  $v \cong 10^3 \text{ м/с}$  (максимальная скорость деформации  $\dot{\epsilon} = vr^{-1} \cong 10^5 \text{ с}^{-1}$ ,  $r$  – радиус отпечатка конического бойка) у исследованных металлов с исходной прочностью, отличающейся более чем на порядок (твердость по Бринеллю  $HV = 60 \dots 1100 \text{ МПа}$ ), сопротивления внедрению, т.е. интересующие в данном случае динамические твердости  $H_d = H_0 + k'\rho v^2$  ( $H_0$  – твердость при скорости внедрения  $v \cong 10 \text{ м/с}$ ,  $k'$  – коэффициент формы головной части ударника,  $\rho$  – плотность материала мишени), практически совпадают. Более того, дислокационная теория прочности предсказывает, что с ростом  $\dot{\epsilon}$  сопротивление деформации должно стремиться к теоретической прочности идеального кристалла [14, 23, 24], значения которой, вычисленные, например, по формуле  $\tau_{\text{теор}} \cong 0,5Gb(\pi a)^{-1}$  ( $a$  и  $b$  – параметры кристаллической решетки), для различных металлов довольно близки [23].

Таким образом, условие

$$\sigma_{d1} \approx \sigma_{d2} \quad (5)$$

(индексы 1 и 2 относятся к мягкому и твердому металлам соответственно) может быть постулировано как необходимое условие волнообразования при сварке взрывом металлов, в том числе с различной исходной статической

прочностью. По-видимому, положение прямой II на рис. 1 как раз и определяется условием  $\dot{\epsilon} \cong \dot{\epsilon}_{\min}$ , где  $\dot{\epsilon}_{\min}$  – минимальная скорость деформации приконтактных слоев свариваемых металлов, при которой “сравниваются” их динамические пределы текучести и твердости.

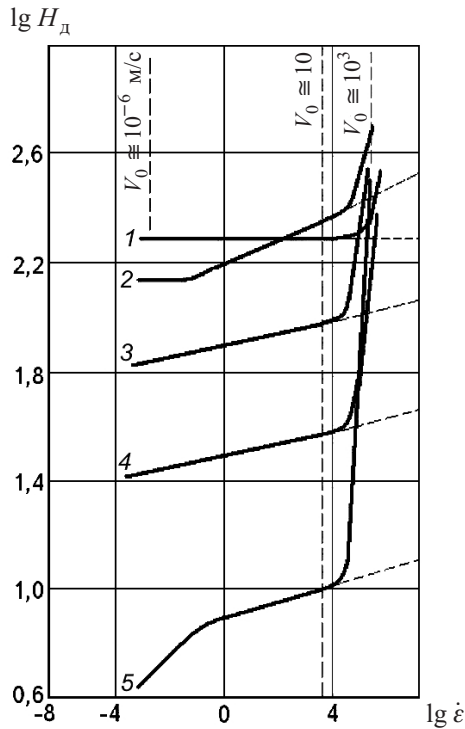


Рис. 6. Зависимость динамической твердости от скорости деформации для разных металлов [31]: 1 – дуралумин; 2 – армко-железо; 3 – медь; 4 – алюминий; 5 – свинец.

Следует отметить, что волнообразование при сварке взрывом – не только высокоскоростной процесс, но и процесс, характеризующийся большими пластическими деформациями. Например, если соотношение между амплитудой волны  $A$  и ее длиной  $\lambda$  составляет  $\approx 0,03$ , то простая оценка показывает, что величина деформации  $\epsilon = \Delta/l$  на поверхности контакта находится в диапазоне 0,5...0,6. При столь значительной величине пластической деформации для многих материалов наблюдается локализованный адиабатический сдвиг [27, 32–35]. Так, например, локализация деформации с образованием множества зон адиабатического сдвига при схлопывании взрывом толсто-стенного цилиндра из титана наблюдалась при величине эффективной деформации  $\epsilon = 0,54$  [32, 33]; близкая величина критической деформации характерна для аустенитной нержавеющей стали Т-304L [34]. Множественные зоны локализованного сдвига наблюдались при деформации  $\epsilon = 0,264$  для сплава Ti-6Al-4V.

Особенности множественных зон локализованного сдвига при сварке взрывом титана со сталью проанализированы в [35].

Если макродеформация описывается мезоскопической системой локализованных сдвигов, эффективная прочность при сдвиге в случае больших



деформаций близка к сдвиговой прочности внутри зоны локализованного сдвига, которая уменьшается за счет локального нагрева и возможных микротрещин [33, 34]. Очевидно, что этот механизм уменьшения прочности является существенно нестационарным и зависит от теплофизических параметров материала. Он может быть особенно важным для локализации сдвига в случае материалов с малой критической деформацией (аморфные сплавы) или материалов с высокой прочностью и малой теплопроводностью (сплав Ti–6Al–4V).

Использование этого критерия на практике в настоящее время довольно затруднительно, поскольку не вполне ясно, как следует задавать параметры соударения, чтобы обеспечить выполнение условия (5). Это связано, во-первых, с отсутствием достоверных и достаточно общих эмпирических закономерностей изменения напряжений течения металлов от скорости деформации при  $\dot{\epsilon} \geq 10^5 \dots 10^6 \text{ с}^{-1}$ , тем более при воздействии высоких гидростатических давлений и температур и, во-вторых, с проблематичностью надежного определения  $\dot{\epsilon}$  в зоне формирования волн. Первое (и основное) затруднение может быть в известной степени преодолено, если воспользоваться теоретическими расчетами температурно-скоростной чувствительности напряжений течения в терминах дислокационной динамики для области надбарьерного движения дислокаций. Такие расчеты выполнены, например, в [23], где в общем виде получено кинетическое уравнение пластического течения, которое решается численно и позволяет предсказать значения  $\sigma_d$  при весьма высоких значениях  $\dot{\epsilon}$  и различных температурах. Сравнение данных, приведенных на рис. 3–5, свидетельствует о перспективности этого подхода. Что касается второго затруднения, то пока можно ограничиться оценками  $\dot{\epsilon} \cong V_k \lambda^{-1}$  [15] или  $\dot{\epsilon} \cong v'A^{-1}$  ( $v'$  – скорость “бугра” деформации относительно противоположной соударяющейся поверхности). В этом случае можно прогнозировать по крайней мере порядок величины  $\dot{\epsilon}$ . Несомненно, что в рассматриваемом диапазоне скоростей деформации предел текучести определяется вязким сопротивлением движущихся дислокаций и для области их надбарьерного движения описывается в первом приближении уравнением вязкопластического течения Шведова–Бингама [23, 24]

$$\sigma_d = \sigma_T + \mu_\sigma \dot{\epsilon}, \quad (6)$$

где  $\mu_\sigma$  – динамический коэффициент вязкости, значения которого для разных металлов ( $\mu_\sigma = 10^{-5} \dots 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}$ ) можно найти в литературе [3, 4, 14].

Сделаем одно замечание. Возможно, предположение [12] в виде формулы

$$\rho V_0^2 = G\pi^{-1} \quad (7)$$

( $V_0$  – скорость соударения), представляет достаточное условие волнообразования, тогда как критерий (5) характеризует около- и/или допредельные режимы соударения, при реализации которых появляется возможность взаимного внедрения металлов. Тогда формулу (7) следует рассматривать как

условие, обеспечивающее совместное пластическое течение металлов, к которому стремятся  $\sigma_{д1}$  и  $\sigma_{д2}$  в соотношении (5) по мере интенсификации режимов соударения, в известном смысле это также подтверждается критерием В. А. Симонова  $\gamma = \gamma_{\min}$  [15]. Справедливость этого утверждения нуждается, однако, в прямом экспериментальном подтверждении. Из (6) и (7) вытекает

$$\sigma_{д2} - \sigma_{д1} = \mu_{\sigma_1} \dot{\epsilon}_1 - \mu_{\sigma_2} \dot{\epsilon}_2, \quad (8)$$

а следовательно, критерием перехода от безволнового к волнообразному профилю соединения является условие увеличения предела текучести (динамического упрочнения) менее прочного металла до уровня более прочного металла с учетом его динамического упрочнения при скорости деформации, определяемой значениями  $\gamma$  и  $V_k$  и составляющей согласно (8)

$$\dot{\epsilon} \cong (\sigma_{T_2} - \sigma_{T_1})(\mu_{\sigma_1} - \mu_{\sigma_2})^{-1}.$$

Для металлов с сильно отличающейся прочностью можно, во-первых, принять  $\sigma_{T_1} \cong \mu_{\sigma_2} \dot{\epsilon}_2$  и получить оценочную формулу

$$\mu_{\sigma_1} \dot{\epsilon}_1 \cong \sigma_{T_2}, \quad (9)$$

которая, по-видимому, применима для определения  $\mu_{\sigma_1}$  и  $\sigma_{д1}$ , если сварка взрывом осуществляется при скоростях точки контакта, близких к  $V_{к1}^*$  или находящихся между  $V_{к1}^*$  и  $V_{к2}^*$ , и, во-вторых, если уравнение нижней границы представить в виде

$$\gamma V_k = \sqrt{\mu_{\sigma_1} \dot{\epsilon}_1 \rho_1^{-1}}. \quad (10)$$

Воспользовавшись в первом приближении соотношениями  $\mu_{\sigma} \cong \mu_{\tau} \cong 3\xi \rho c_{\tau}^2$ , для одноосного напряженного состояния [14, 24] получим

$$\gamma V_k = k_1 c_{\tau_1} \sqrt{\xi_1 \dot{\gamma}_1}, \quad (11)$$

где  $c_{\tau}$  – скорость упругих волн сдвига;  $\dot{\gamma} = \sqrt{3} \dot{\epsilon}$ ;  $\xi$  – время релаксации касательных напряжений [14, 23].

Можно заключить, что волнообразование на границе соединения при сварке взрывом представляет собой процесс совместного высокоскоростного пластического деформирования приповерхностных слоев при косом соударении металлов, который контролируется характеристиками их динамической прочности и вязкости. Условием волнообразования является равенство динамических пределов текучести свариваемых металлов при скоростях деформации и других условиях (температура, давление, вязкость металлов), характер-

ных для сварки взрывом. Можно полагать, что помимо других ограничений [6] невыполнение условия (5) объясняет невозможность сварки взрывом некоторых сочетаний разнородных металлов. В случае металлов с сильно различающимися физико-механическими свойствами в классическом уравнении (3) для определения нижней границы области сварки взрывом допускается использовать показатели динамической прочности и вязкости, а также плотность менее прочного металла с учетом характерного для данного процесса времени релаксации напряжений.

Предлагаемая трактовка условия волнообразования и нижней границы сварки взрывом в терминах упругопластической теории может оказаться полезной для углубления понимания физической природы этого процесса и способствовать развитию новых подходов к его исследованиям.

## Резюме

Розглянуто існуючі підходи до визначення умов формування хвилеподібного профілю з'єднання при зварюванні металів вибухом. Відмічено обмеження гідродинамічної моделі, обумовлені тим, що при описуванні процесу, у тому числі локалізації зсувної деформації на границі контакту, не враховуються індивідуальні властивості зварюваних тіл. Запропоновано новий підхід до визначення хвилеутворення при зварюванні вибухом у рамках пружно-пластичної моделі. Підхід базується на умові реалізації таких режимів косоного співудару, за яких з урахуванням динамічної в'язкості зварюваних металів із різною статичною міцністю має забезпечуватись рівність їх опору формозміні.

1. *Дерибас А. А.* Физика упрочнения и сварки взрывом. – Новосибирск: Наука, 1980. – 222 с.
2. *Cowan G. R., Bergmann O. R., and Holtzman A. H.* Mechanism of bond zone wave formation in explosion-clad metals // *Met. Trans.* – 1971. – 2, No. 11. – P. 3145 – 3155.
3. *Лаврентьев М. А.* Кумулятивный заряд и принципы его работы // *Усп. мат. наук.* – 1957. – 12, № 4. – С. 41 – 56.
4. *Кудинов В. М., Захаренко И. Д.* Критерии выбора параметров режима сварки взрывом // *Свароч. пр-во.* – 1985. – № 9. – С. 1 – 3.
5. *Wittman R. H.* The influence of collision parameters on the strength and microstructure of an explosion-welded aluminum alloy // II *Междунар. симп. “Использование энергии взрыва для производства металлических материалов с новыми свойствами”* (Марианске Лазне, ЧССР, 1973) – 1973. – Т. 1. – С. 155 – 168.
6. *Захаренко И. Д.* Сварка металлов взрывом. – Минск: Навука і тэхніка, 1990. – 206 с.
7. *Abrahamson G. R.* Permanent periodic surface deformations due to traveling jet // *J. Appl. Mech.* – 1961. – 83. – P. 519 – 528.
8. *Захаренко И. Д.* Критические режимы при сварке взрывом // *Физика горения и взрыва.* – 1972. – 8, № 3. – С. 422 – 428.

9. Дерибас А. А., Захаренко И. Д. О поверхностных эффектах при косых соударениях металлических пластин // Там же. – 1974. – **10**, № 3. – С. 409 – 421.
10. Захаренко И. Д., Злобин Б. С. Влияние твердости свариваемых материалов на положение нижней границы сварки взрывом // Там же. – 1983. – **19**, № 5. – С. 170 – 174.
11. *Explosive Welding, Forming and Compaction* / Т. Z. Blazynski (Ed.). – London: Applied Science Publishers, 1983.
12. Кудинов В. М., Коротеев А. Я. Сварка взрывом в металлургии. – М.: Металлургия, 1978. – 166 с.
13. *Metals Handbook*, 9th ed., Vol. 6: Welding, Brazing, and Soldering, Metals Park, Ohio: American Society for Metals, 1983.
14. Степанов Г. В. Упругопластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок. – Киев: Наук. думка, 1979. – 226 с.
15. Симонов В. А. Области сварки взрывом. Основные параметры и критерии. – Новосибирск: Изд. Ин-та гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 1993. – 61 с.
16. Красовский А. Я. Физические основы прочности. – Киев: Наук. думка, 1977. – 140 с.
17. Седых В. С. Классификация, оценка и связь основных параметров сварки взрывом // Сварка взрывом и свойства сварных соединений: Сб. науч. тр. – Волгоград: ВПИ, 1985. – С. 3 – 30.
18. Седых В. С., Бондарь М. П. Основные параметры сварки взрывом и прочностные характеристики сварных соединений // Свароч. пр-во. – 1963. – № 2. – С. 1 – 5.
19. Каракозов Э. С. Сварка металлов давлением. – М.: Машиностроение, 1986. – 280 с.
20. Bondar M. P. and Nesterenko V. F. Contact deformation and bonding criteria under impulsive loading // Fiz. Goren. Vzryva. – 1991. – **27**, No. 3. – P. 103 – 117.
21. Симонов В. А. О связи пластической деформации с углом соударения при сварке взрывом // Физика горения и взрыва. – 1991. – **27**, № 3. – С. 91 – 94.
22. Симонов В. А. Дополнительные ограничения области сварки взрывом // Там же. – 1992. – **28**, № 14. – С. 110 – 114.
23. Красовский А. Я. Хрупкость металлов при низких температурах. – Киев: Наук. думка, 1980. – 340 с.
24. Петушков В. Г. Исследование характеристик прочности и пластичности некоторых материалов при высокоскоростном растяжении: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Киев, 1969. – 20 с.
25. Писаренко Г. С., Петушков В. Г., Степанов Г. В., Фот Н. А. Механические свойства некоторых материалов при высокоскоростном растяжении // Пробл. прочности. – 1970. – № 7. – С. 3 – 8.

26. Степанов Г. В., Зубов В. И. Обобщенная кривая деформирования высокопрочной стали в широком диапазоне скоростей деформации // Там же. – 2004. – № 2. – С. 77 – 86.
27. Stepanov G., Zubov V., and Krushka L. Influence of micro-inhomogeneity on plastic deformation in metals on their strength // J. Phys. IV France. – 2003. – **110**. – P. 237 – 241.
28. Степанов Г. В., Зубов В. И. Специфические эффекты в металле, понижающие его сопротивление при высокой скорости деформации // Хим. физика. – 2002. – **21**, № 9. – С. 83 – 89.
29. Taylor G. J. The testing of materials at high rates of loading // J. Inst. Civil Eng. – 1946. – **26**, No. 8. – P. 487 – 501.
30. Иванов А. Г., Новиков С. А., Синицын В. А. Исследование упругопластических волн в железе и стали при взрывном нагружении // Физика твердого тела. – 1963. – № 5, вып. 1. – С. 270 – 278.
31. Витман Ф. Ф., Степанов В. А. Влияние скорости деформирования на сопротивление деформированию металлов при скоростях удара  $10...10^3$  м/с // Некоторые проблемы прочности твердого тела. – М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1959. – С. 207 – 221.
32. Nesterenko V. F., Meyers M. A., and Wright T. W. Self-organization in the initiation of adiabatic shear bands // Acta Mater. – 1998. – **46**, No. 1. – P. 327 – 340.
33. Xue Q., Meyers M. A., and Nesterenko V. F. Self-organization of shear bands in titanium and Ti–6Al–4V alloy // Ibid. – 2002. – **50**, No. 3. – P. 575 – 596.
34. Xue Q., Meyers M. A., and Nesterenko V. F. Self-organization of shear bands in stainless steel // Mat. Sci. Eng. A. – 2004. – **384**. – P. 35 – 46.
35. Yang Y., Wang B. F., Hu B., et al. The collective behavior and spacing of adiabatic shear bands in the explosive cladding plate interface // Ibid. – 2005. – **398**. – P. 291 – 296.

Поступила 07. 07. 2010