

12. Р. И. Нигматулин. ПММ, 1970, 34, 6.
13. П. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматулин. ПМТФ, 1971, 4.
14. Э. А. Антонов, А. М. Гладиллин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, 5.
15. Л. Д. Ландау, Н. Н. Мейман, И. М. Халатников.— В сб.: Труды III Всесоюзного математического съезда. Т. III. М., Изд-во АН СССР, 1958.
16. Д. Е. Охочимский и др. Труды МИ АН СССР, т. 50, М., Изд-во АН СССР, 1957.
17. Х. С. Кестенбойм, Г. С. Росляков, Л. А. Чудов. Точечный взрыв. М., «Наука», 1974.
18. С. Ламбарайс, Л. Комбс.— В сб.: Детонация и двухфазное течение. М., «Мир», 1966.

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЗОНЕ СОЕДИНЕНИЯ ПРИ СВАРКЕ МЕТАЛЛОВ ВЗРЫВОМ

А. Н. Михайлов, А. Н. Дремин, В. П. Фетцов

К физическим параметрам, определяющим состояние металлов в зоне соударения, а следовательно, и процесс их схватывания, можно отнести возникающие давления, температуры и пластические деформации. В отличие от динамических параметров соударения (скорость полета пластин, угол соударения и т. д.) группа физических параметров исследована очень слабо.

Первая и единственная попытка измерить температуру в режиме сварки взрывом сделана в работе [1]. Автор использовал принцип естественной термопары, возникающей при замыкании летящей пластиной двух коаксиальных цилиндрических электродов из Fe и Ni, разделенных слоем изолятора. К сожалению, малые размеры измерительного элемента ($\varnothing 14$ мм) не позволяют с уверенностью говорить об установившемся режиме сварки. В указанной работе не был обеспечен заранее электрический контакт металлов, образующих термопару. В момент замыкания этих металлов летящей пластиной возникает сигнал, соответствующий разнице их работ выхода, что на порядок превышает изменение ЭДС пары с температурой. Этот сигнал определен автором работы [1] как сильная электрическая наводка, не позволяющая получать значения искомой термо-ЭДС ранее, чем через 20—100 мкс после записи. Отметим, что когда при измерении температуры за фронтом плоских ударных волн при переходе ими границы раздела металлов [2—9] обеспечивался предварительный контакт, это давало возможность измерения термо-ЭДС за короткие времена (~ 1 мкс).

Указанные недостатки работы [1] позволяют говорить, что методика измерения температуры в этих условиях нуждается в дальнейшем совершенствовании, а результаты — в уточнении.

При измерении температуры в условиях сварки взрывом следует принимать во внимание различные факторы, влияющие на термо-ЭДС металлов. Анализ работ [10—20] позволяет построить колебровочную кривую пары Cu—Ni и Cu—константан, учитывающую влияние высоких давлений (статических ~ 100 кбар) [10], развитых пластических деформаций [11—13], возможных фазовых превращений [14—16], повышения температуры больше $T_{пл}$ [17—20].

Трудно учесть только возможное специфическое влияние ударного сжатия. По этому поводу можно отметить следующее. В работе [9]

приведены экспериментальные данные термо-ЭДС пары Cu—Ni при ударном сжатии (~ 400 кбар). При среднем значении 11 ± 3 мВ в нескольких опытах зафиксирована термо-ЭДС 8 мВ (ожидаемое из расчета для этих давлений значение ЭДС равно 7 мВ). В этой же работе дан хороший обзор литературных данных по термо-ЭДС металлов в ударных волнах.

На основе литературного обзора и собственных экспериментов автор работы [9] делает вывод, что при хорошей полировке соприкасающихся поверхностей можно получить значения температур, почти совпадающие с рассчитанными температурами ударного сжатия; превышение экспериментальных значений над расчетными объясняется неидеальностью поверхности соприкосновения. Действительно, в [21] убедительно показано, что при схлопывании зазоров даже микронных размеров в узкой зоне у поверхностей соударения могут возникать температуры, превышающие равновесную температуру ударного сжатия (рассмотрена модель зазора как пористой поверхности), и влияние предварительной разгрузки в зазоре на температуру вторичного ударного сжатия.

Результаты работы [21] позволяют говорить о том, что если имеется даже небольшой начальный зазор, нельзя получить температуру ударно-сжатых металлов, измеряя температуру на поверхности соприкосновения. Однако только этой причиной, по-видимому, нельзя объяснить отличие измеренной и расчетной температуры в [9]. Действительно, предварительная диффузионная сварка металлов [5] устраняет зазор между ними, и тем не менее измеренная температура ударно-сжатых металлов превышала на 60% расчетную. Поэтому возможно, что отдельные, близкие к ожидаемым из расчета результаты, полученные в [9], случайны. Приведенные в указанных выше работах данные относятся к $p \approx 400$ кбар, а так как при сварке взрывом характерные давления составляют ~ 100 кбар, можно было надеяться, что при малых давлениях это специфическое влияние ударного сжатия окажется слабым. В работе [9] были измерены ЭДС пары Cu—Ni при изменении давления ударного сжатия в диапазоне $50 \div 700$ кбар. К сожалению, эти опыты проведены на образцах с грубообработанной шероховатой поверхностью, что затрудняет оценку вклада в ЭДС эффекта ударного сжатия.

Было проведено несколько опытов, где измерялись сигналы термо-ЭДС при прохождении плоских ударных волн амплитудой 150—500 кбар через измерительный узел из металлов Cu—Ni—Cu, выточенный из предварительно сваренного взрывом пакета этих металлов. Границы соединения были волновые (длина волны 0,36, амплитуда 0,27 мм). В этих экспериментах не удалось получить сигнал, соответствующий расчетной температуре, превышение составляло $6 \div 7$ мВ ($250\text{—}300^\circ\text{C}$). В этом случае механизм повышения температуры, предложенный в [21], отпадает, но остается вопрос о влиянии возможных пластических деформаций на волнообразной границе соединения.

Таким образом, вопрос о влиянии величины ударного давления в случае, когда нет исходного зазора между пластинами, нуждается в дальнейших исследованиях. До их проведения целесообразно было разработать методику измерения температур в процессе сварки металлов взрывом, которая позволяла бы избежать необходимость учета этого эффекта. Как это конкретно осуществлено, описывается ниже.

В опытах использовался метод естественной термодпары [1]. Она получалась при ударе летящей медной пластины по фольге толщиной 0,10—0,15 мм из никеля или константана (рис. 1). Фольга располагалась на медной неподвижной пластине, приваривалась к ней точечной свар-

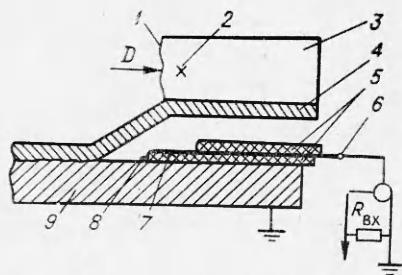


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению температуры при сварке взрывом.

1 — фронт детонации, 2 — заряд осциллографа; 3 — заряд ВВ; 4 — метаемая пластинка; 5 — изолятор; 6 — спай датчика с медной фольгой (холодный спай); 7 — датчик — фольга; 8 — точечная сварка датчика с нижней пластиной (горячий спай); 9 — неподвижная пластина.

кой и отделялась от нее изолятором толщиной до 0,5 мм. Таким образом, осуществляется стационарный режим сварки пластин из меди с переходом на сварку медь — никель или медь — константан. Процесс сварки пластина — фольга осуществлялся на длине ~ 10—20 мм и далее искусственно обрывался на верхнем слое изолятора. Размеры медных пластин были 70×150 мм. На этой плоскости располагались одновременно два датчика (ширина фольги 5 мм) симметрично средней линии, что давало возможность дублировать показания одинаковых датчиков при записи сигналов на двухлучевом осциллографе ОК17М, или сравнить сигнал от датчиков из никеля

и константана. В некоторых случаях точки сварки датчиков с нижней пластиной располагались по длине пластины на определенном расстоянии друг от друга, что позволяло определить скорость движения точки контакта по сдвигу во времени начала сигналов.

Если датчик из фольги оставить открытым на большом расстоянии (~ 50 мм), сигналы ЭДС слабо изменяются во времени, за исключением момента удара по началу датчика, когда процесс сварки нарушает свою стационарность (рис. 2, а). Рассматривая движение точки соударения, как параллельное включение новых ЭДС, можно показать, что записывается сигнал, отвечающий передней точке сварки, т. е. точке соединения, ближней относительно регистрирующего прибора. Это легко подтвердить и без ударного сжатия, осуществив ряд спаев двух фольг, нагревая их отдельно в обычных условиях и записывая сигналы ЭДС милливольтметром. Этот же вывод иллюстрируется и осциллограммами на рис. 2, б, в, где точка сварки проходила последовательно спаи фольг. При выходе на последнюю медную фольгу сигнал равен нулю. Из рис. 2, б, в видно, что знак и величина ЭДС изменяются в соответствии с металлом, переходы достаточно резкие (если учесть, что места сварки фольг имеют протяженность ~ 1 мм). Длительности отдельных участков сигнала соответствуют времени про-

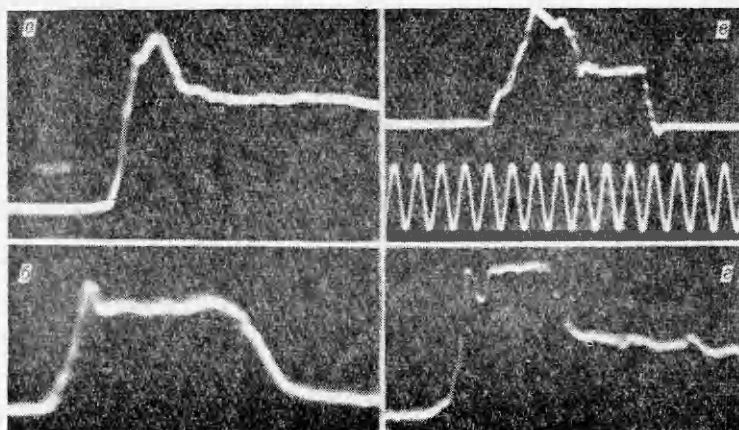


Рис. 2. Типичные осциллограммы записей термо-ЭДС:

а) датчик полностью открыт сверху; б) датчик из Cu — Ni — Cu; в) датчик из Cu — константан — Ni — Cu (частота синусоиды 1 мГц); г) датчик оставлен открытым на участке 10 мм, дальше закрыт изолятором.

хождения отрезков данного металла точкой контакта. Заметим, что если взять ряд таких спаев Cu—Ni—Cu—Ni— и т. д., то получится датчик для определения скорости точки контакта при сварке взрывом, требующий только записи сигнала на осциллографе без предварительной подачи напряжения, что необходимо при измерении реостатными или электроконтактными датчиками [24].

Сигнал, получаемый при прохождении процесса сварки через открытый датчик, таким образом, отражает только ЭДС, возникающую в передней точке соударения. Эта точка находится в зоне высоких динамических давлений и, как говорилось выше, ЭДС может заметно отличаться от термо-ЭДС, определяемой высокой температурой. Надо иметь в виду, что в зоне соударения образуется не ударная волна в обычном понимании, а некая волна сжатия с размазанным фронтом, так как режим дозвуковой. Лишь с этой оговоркой мы в дальнейшем и говорим о зоне высоких давлений в области контакта. Искусственное прерывание процесса на верхнем изоляторе позволяет записывать сигнал ЭДС из последнего перед изолятором места сварки. Уже через 0,5—2 мкс при толщине метаемой пластины 2—6 мм эта зона разгружается от свободной поверхности пластины, т. е. можно не учитывать вклад волны сжатия. Кроме того, в дальнейшем сигнал ЭДС будет отражать процесс рассасывания зоны высоких температур от границы в глубину металла, т. е. остывание границы раздела. Типичная осциллограмма приведена на рис. 2, г. Видно, что после небольшого выброса в начале осциллограммы, связанного с началом сварки пластина—фольга, сигнал изменяется относительно слабо, потом в момент, соответствующий обрыву сварки, наблюдается падение сигнала (более или менее резкое в зависимости от толщины пластины) из-за разгрузки и в дальнейшем плавный спад сигнала, соответствующий остыванию границы раздела. Взяв на этом участке два различных значения температуры при $t=2$ и 8 мкс или $t=2$ и 6 мкс, считая от момента обрыва сварки на изоляторе, легко рассчитать начальную температуру T_m (сразу после спада высоких давлений), ширину прогретого слоя l и количество тепла Q (в предположении о мгновенном плоском источнике тепла конечной ширины) [22]. В расчете использованы теплофизические характеристики медной пластины с учетом зависимости от температуры ($\Delta T = 20—1000^\circ\text{C}$) в предположении, что тепло скорее отводится в медь. Для пары медь—константан это приближение точнее, чем для медь—никель.

В экспериментах использовались метаемые пластины различной толщины ($\delta = 1 \div 6$ мм), заряды ВВ брались высотой 30 мм из аммонита 6ЖВ или смеси 50/50 аммонит+ $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$. Скорости полета пластин (v_n) определялись по данным работы [23]. Толщина нижней медной пластины во всех случаях была 6 мм. Скорость точки контакта определялась по времени прохождения открытого участка датчика (v_k), угол удара определялся как $\text{tg } \gamma = v_n/v_k$.

Полученные результаты представлены в таблице. Здесь T_m^0 — расчетная начальная температура, определенная для момента времени $\tau=0$; T_m' — температура, формально рассчитанная из значения ЭДС на участке прохождения открытой части датчика; E_k — кинетическая энергия метаемой пластины, остальные обозначения приводились в тексте. Из таблицы видно, что T_m' на участке слабого изменения сигнала (в зоне высоких давлений) превышает температуру, рассчитанную по остыванию (T_m), на 100—450°C. Это по порядку величины близко к различию расчетных и определенных экспериментально температур при плоском нагружении, что позволяет говорить об одинаковой природе этих отклонений. Конечно, тождества этих отклонений температуры ожидать не следует, принимая во внимание отмеченные выше рассу-

| δ , мм | v_n , м/с | γ , град | v_k , м/с | E_k , Дж/см ² | Материал датчика | T_m^0 , °C | $T_m'^0$, °C | ΔT_m^0 , °C | l , мкм | Q , кал/см ² |
|---------------|-------------|-----------------|-------------|----------------------------|------------------|--------------|---------------|---------------------|-----------|---------------------------|
|---------------|-------------|-----------------|-------------|----------------------------|------------------|--------------|---------------|---------------------|-----------|---------------------------|

ВВ — аммонит

| | | | | | | | | | | |
|---|------|----|------|-----|---|------|------|-----|----|-----|
| 1 | 1110 | 22 | 2700 | 550 | к | 1400 | 1450 | 50 | 37 | 3,6 |
| 1 | 1100 | 22 | 2700 | 550 | н | 1200 | 1400 | 200 | 45 | 5,2 |
| 2 | 900 | 18 | 2800 | 706 | к | 1050 | 1300 | 250 | 50 | 4,6 |
| 2 | 900 | 18 | 2800 | 706 | к | 900 | 1350 | 450 | 45 | 3,6 |
| 2 | 900 | 18 | 2800 | 706 | к | 1000 | — | — | 35 | 3,1 |
| 2 | 900 | 18 | 2800 | 706 | к | 900 | — | — | 40 | 3,2 |
| 2 | 900 | 18 | 2800 | 706 | н | 1050 | 1400 | 350 | 36 | 3,8 |
| 3 | 750 | 16 | 2700 | 740 | к | 1050 | 1250 | 200 | 36 | 3,4 |
| 4 | 650 | 14 | 2700 | 750 | к | 1000 | 1300 | 300 | 34 | 3,1 |
| 4 | 650 | 14 | 2700 | 750 | н | 800 | 1000 | 200 | 62 | 4,3 |
| 6 | 530 | 10 | 2900 | 750 | к | 750 | 1200 | 450 | 72 | 4,8 |
| | 530 | 10 | 2900 | 750 | н | 800 | 1200 | 400 | 47 | 3,7 |

ВВ — смесь 50/50

| | | | | | | | | | | |
|-----|------|----|------|-----|---|------|------|-----|----|-----|
| 0,5 | 1140 | 29 | 2100 | 290 | к | 1300 | 1450 | 150 | 21 | 5,0 |
| 1 | 760 | 20 | 2100 | 260 | к | 1100 | 1200 | 100 | 18 | 4,3 |
| 1 | 760 | 20 | 2100 | 260 | н | 1050 | 1250 | 200 | 20 | 4,8 |
| 2 | 540 | 16 | 1960 | 260 | к | 1050 | 1200 | 150 | 20 | 4,9 |
| 3 | 400 | 11 | 2050 | 215 | к | 950 | 1150 | 200 | 18 | 4,2 |
| 3 | 400 | 11 | 2050 | 215 | н | 960 | 1060 | 160 | 14 | 3,2 |
| 4 | 300 | 8 | 2150 | 160 | к | 900 | 1100 | 200 | 14 | 3,4 |
| 4 | 300 | 8 | 2150 | 160 | н | 850 | 1250 | 400 | 14 | 3,3 |
| 6 | 190 | 5 | 2300 | 97 | к | 700 | 1150 | 450 | 17 | 4,2 |
| 6 | 190 | 5 | 2300 | 97 | н | 800 | 1100 | 300 | 9 | 2,0 |

Примечание. к — константан, н — никель.

дения (в нашем случае распространяются волны сжатия, а не ударные волны в обычном их понимании).

На рис. 3—5 некоторые данные представлены графически. Заметно, что кривые для зарядов аммонита и смеси аммонит — селитра отличаются на всех рисунках, но не однозначно в различных диапазонах изменения угла и скорости соударения. Однозначно разделить влияние угла и скорости соударения нельзя, так как они изменяются синхронно при постоянной скорости точки контакта. Можно посмотреть, однако, как изменяется температура в зоне соударения при сохранении скорости удара или изменении угла (для пластин различной толщины).

Например (см. рис. 3), для $v_n=550$ м/с, $\delta=6$ мм, $v_k=2,90$ км/с $T_m=750^\circ\text{C}$; для $\delta=2$ мм при такой же скорости удара, но $v_k=1,90$ км/с $T_m=1050^\circ\text{C}$. Угол здесь соответственно равен 10 и 16°. Если сравнить

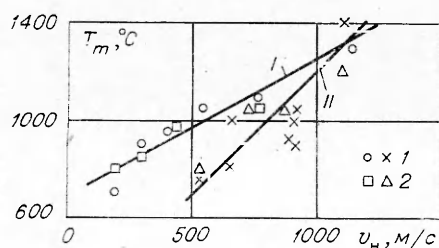


Рис. 3. Зависимость температуры от скорости соударения:

I — аммонит; II — смесь аммонит + $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ 50%, I — константан; 2 — Ni.

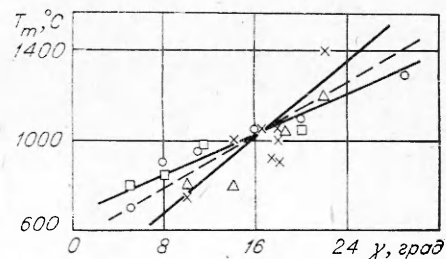


Рис. 4. Зависимость температуры от угла соударения (обозначения аналогичны рис. 3).

данные примерно при одном угле соударения (см. рис. 4) ($\delta=2$ мм, $\gamma=16^\circ$, $v_k=1,90$ км/с, $v_n=550$ м/с, $T_m=1050^\circ\text{C}$ и $\delta=2$ мм, $\gamma=17^\circ$, $v_k=2,8$ км/с, $v_n=900$ м/с, $T_m=1050^\circ\text{C}$), видно, что здесь изменения температуры практически нет. Из рис. 4 видно, что различие кривых для аммонита и аммонита + $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ в этих координатах вообще незначительно. Почти с такой же точностью можно провести обобщающую прямую (штриховая линия), т. е. при постоянстве угла соударения, даже при сильном изменении v_n и v_k , температура в зоне соударения изменяется слабо, а при постоянной скорости удара, но с изменением угла соударения температура меняется заметно. Скорость движения точки контакта слабо сказывается на температуре во всем интервале γ или v_n (кривые на рис. 3 и 4). Таким образом, можно говорить, что угол соударения играет более определяющую роль в уровне температуры.

На слабую роль скорости соударения указывают и результаты, представленные на рис. 5. Характерно, что температуры для пластин одной толщины при существенно различных их кинетических энергиях (пропорциональных квадрату скорости полета) близки. Например, для пластин $\delta=6$ мм при $E_k=100$ и 750 Дж температуры равны 800 и 750°C ; для пластин $\delta=2$ мм при $E_k=250$ и 700 Дж $T=1050^\circ\text{C}$. При слабом же изменении энергии, но заметном росте толщины пластин температура в зоне соединения поднимается (см. рис. 5). Вывод о существенной роли толщины пластины подтверждается и на рис. 6, где представлены результаты для различных зарядов в координатах T_m, δ .

Таким образом, можно отдельные факторы по степени их влияния на развивающиеся температуры в зоне контакта при сварке расположить в следующем порядке: угол соударения, толщина метаемой пластины, скорость точки контакта, скорость соударения. Образование высоких температур обычно связывают с пластическим деформированием при волнообразовании на границе раздела. В этой связи можно вспомнить данные работы [24], где показано, что определяющими параметрами на размеры волн могут быть также угол соударения и толщина пластины.

В таблице представлены результаты рассчитанных толщин прогретого слоя. Большой разброс полученных данных объясняется тем, что при образовании волнового шва, различные участки волны деформируются в различной степени (что легко видеть из металлографических шлифов). Унос деформированного (а следовательно, нагретого) материала при самоочищении поверхностей также может носить периодический характер в зависимости от положения точки относительно гребня волны. Таким образом, можно получить нагретый примерно до одинаковой температуры, но не одинаковый по толщине на различных участках волны, слой. Тогда при измерении получатся разные толщины нагретого слоя в зависимости от того, на каком участке волны обрывается процесс сварки при выходе точки контакта на изолятор измерительного узла. А этот процесс, конечно, совер-

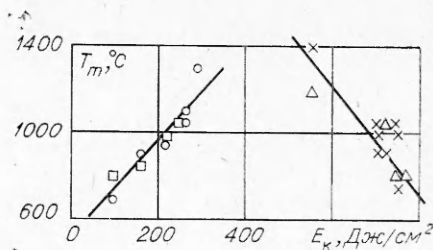


Рис. 5. Зависимость температуры от E_k (обозначения аналогичны рис. 3).

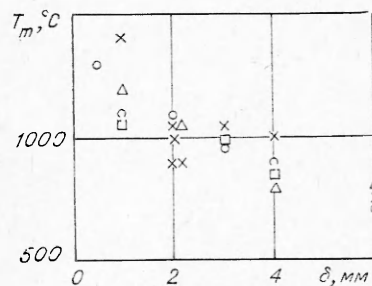


Рис. 6. Зависимость температуры от толщины метаемой пластины (обозначения аналогичны рис. 3).

шенно случаен, так как невозможно абсолютно аналогично расположить по длине сварки волны, имеющие размер ~ 1 мм. Таким образом, можно сказать только, что толщина прогреваемого слоя изменяется от 10—20 мкм для смеси аммонит — селитра ($E_k \sim 100—250$ Дж/см²) до 30—60 мкм для аммонита ($E_k \approx 500—800$ Дж/см²).

Отметим еще один момент, на который обычно обращают внимание при рассмотрении теплового состояния в зоне сварки. В работе [1] сделан вывод, что тепло, выделенное в нагретом слое, равно $\sim 3,0$ кал/см², что составляет немногим больше 3% от кинетической энергии метаемой пластины. По нашему мнению, эту цифру следует значительно увеличить по следующим соображениям. Действительно, из таблицы видно, что величина тепловыделения, определенная из расчетной температуры и толщины прогреваемого слоя, слабо изменяется и находится в пределах 3—5 кал/см². Но надо иметь в виду, что толщина, указанная в таблице, это половина реальной толщины прогреваемого слоя сварного шва (рассматривалась симметричная задача, в которой источник тепловыделения занимает протяженность $-l \div +l$). Кроме того, из металлографических шлифов сварки пластины с датчиком видно, что длина зоны соединения при волнообразном шве превышает его проекцию на горизонтальную ось в 1,5—1,8 раз. Таким образом, количество тепла на единицу длины пластины уже получается порядка 10—17 кал/см². Кроме того, известно, что некоторое количество металла выносится при самоочищении поверхностей в виде облаков частиц или коротких кумулятивных струй. Средняя толщина выносимого материала [1] составляет 50 мкм. Если считать, что эти слои металла нагреты до температуры плавления (или, по крайней мере, не меньшей; чем регистрируемая температура), то они уносят тепла до 7 кал/см².

Таким образом, суммарное тепловыделение в зоне соединения следует оценивать величиной 15—20 кал/см². Это для определенных значений кинетической энергии (см. рис. 5) составляет уже 40—50% при метании смесью 50/50 и около 14% при сварке аммонитом.

Из законов сохранения импульса и энергии неупругого удара можно посчитать потери кинетической энергии, затраченные на пластические деформации, нагрев металла и унос поверхностных слоев. В рассматриваемом случае (толщина нижней пластины 6 мм, метаемой 6—1 мм) эти потери составляют от 50 до 85% общей кинетической энергии соответственно. Остальная часть энергии переходит в кинетическую энергию сваренного пакета. В энергию потерь входит энергия, уносимая облаками частиц. Выше оценена только их тепловая составляющая. Минимальная оценка динамической части в предположении, что скорость частиц не может быть меньше скорости точки контакта, дает $E_k = 85 \div 90$ Дж для смеси 50/50 и $E_k = 200 \div 250$ Дж при метании аммонитом. Как видно, доля кинетической энергии, уносимая облаками частиц при самоочищении поверхностей, довольно высока. Суммируя все рассмотренные потери энергии, получим ту же величину 50—80%.

Изложенные факты позволяют считать, что большая часть энергии, поглощенная при ударе, уходит на нагрев поверхностных слоев металла при их пластическом деформировании или на вынос поверхностных слоев металла. Соотношение между этими потерями зависит от скорости точки соударения (при небольших скоростях основные потери — тепловые, при больших — на вынос металла).

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Д. Захаренко. Канд. дис., ИГД СО АН СССР, 1973.
2. В. С. Илюхин, В. Н. Кологривов. ПМТФ, 1962, 5, 175.
3. E. P. Palmer, G. H. Turner. J. Appl. Phys., 1962, 35, 3055.
4. J. Crosner, J. Jacquesson. 4-th Symp. on Detonation. Proc. US. Gout Print. Off., 1965, p. 627.
5. О. И. Бужинский, С. В. Самылов. ФТТ, 1969, 11, 10, 2881.
6. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов, В. П. Полюдов. ФГВ, 1972, 8, 4, 585.
7. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов и др. ЖЭТФ, 1971, 61, 1, 254.
8. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев.— В сб.: Матер. III Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Л., 1972.
9. В. Ф. Нестеренко. Канд. дис., ИГД СО АН СССР, 1974.
10. F. P. Bundy. Progr. Very High Pressur Res. New York — London, 1961, p. 256—265, 1961.
11. Н. С. Акулов, А. А. Лухвич. Докл. АН БССР, 1966, X, 9, 632—635.
12. А. А. Адаменко, И. Я. Дехтяр. Укр. физ. журнал, 1968, 13, 2, 225.
13. М. А. Могилевский. ФГВ, 1970, 6, 2.
14. В. Ф. Немченко, С. Н. Львов и др. ФММ, 1970, 30, 5, 1088.
15. В. А. Евсеев и др. Завод. лаб., 1969, 1, 42.
16. T. Ricker, G. Schaumann. Phys. Kondens. mater, 1966, 5, 31.
17. N. Cusak, P. Kendall. Proc. Phys. Soc., 1958, 72, 5, 898.
18. А. А. Рудницкий. Термоэлектрические свойства благородных металлов. М., 1956.
19. A. S. Marwaha. Advances in Physics, 1967, 16, 64, 617.
20. N. Cusak. Rep. Progr. Phys., 1963, XXVI, 361.
21. P. A. Urtiew, R. Grover. J. Appl. Phys., 1974, 45, 1, 141.
22. Б. А. Юдаев. Теплопередача. М., «Высшая школа», 1973.
23. А. Н. Михайлов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1974, 10, 6, 277.
24. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
25. М. Райс, Р. Мак-Куин, Д. Уолш.— В сб.: Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ОТ УГЛА СОУДАРЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ СВАРКИ МЕТАЛЛОВ ВЗРЫВОМ

Ю. А. Гордополов, А. Н. Дремин, А. Н. Михайлов

1. Важную роль при сварке металлов взрывом может играть пластическая деформация на поверхности соударения, принимающая в процессе сварки вид регулярных волн [1]. В настоящее время построить количественную теорию волнообразования, способную объяснить все известные экспериментальные факты, пока не удалось, несмотря на попытки ряда авторов [2—6]. Решению этой проблемы может способствовать получение надежных экспериментальных данных о зависимости размеров волн от параметров соударения.

В работе [7] в качестве параметра, характеризующего размеры волн, выбрана длина волны λ . Пользуясь методами теории размерностей, авторы предложили считать отношение длины волны к толщине метаемой пластины функцией шести независимых безразмерных комбинаций:

$$\frac{\lambda}{\delta_1} = \Phi \left(\frac{v_0}{v_k}, \gamma, \frac{\delta_2}{\delta_1}, \frac{\rho_1}{\rho_2}, \frac{\sigma_1}{\sigma_2}, \frac{\sigma_1}{\rho_1 v_k^2} \right). \quad (1)$$

Здесь v_0 — скорость пластин, v_k — скорость точки контакта, γ — угол соударения, δ_1 и δ_2 — толщина пластин, ρ_1 и ρ_2 — их плотность, σ_1 и σ_2 — параметры, характеризующие прочностные свойства металлов, имеющие размерность давления.