

разца преломляется в менее жесткий исследуемый материал, предполагают, что разгрузка эталонного вещества происходит по закону зеркального отражения ударной адиабаты. На рис. 5 представлены результаты расчетов с использованием этой гипотезы. Из рисунка следует, что кривая разгрузки идет вначале ниже зеркального отражения ударной адиабаты, затем практически сливается с ней, если давления в падающей волне ниже 1 Мбар. При более интенсивных ударных волнах кривая разгрузки пересекает зеркальное отражение и отклоняется в сторону больших массовых скоростей. Величина отклонения возрастает с увеличением интенсивности падающей волны и с возрастанием степени разгрузки вещества. Последнее проявляется особенно резко, если разгрузка входит в двухфазную область. Для падающих ударных волн интенсивностью 1–10 Мбар точка пересечения кривой разгрузки и зеркального отражения лежит в диапазоне давлений 100–400 кбар. Выше этой точки гипотеза зеркального отражения дает завышение массовой скорости в преломленной волне, которое может достигать ~ 5%. Ниже этой точки гипотеза зеркального отражения занижает массовые скорости. Ошибка может иметь величину ~ 50% и более.

Изложенный выше анализ процессов отражения и преломления сильной ударной волны позволяет дать качественные и количественные оценки области применимости и точности гипотезы удвоения в методе откола и гипотезы зеркального отражения в методе отражения. Все исследования были выполнены на основе уравнения состояния для гранита. Можно ожидать, что качественные результаты будут справедливы и для других твердых пород на силикатной основе.

*Поступила в редакцию
14/V 1973*

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Изд-во ГИФМЛ, 1963.
2. С. В. Бобровский, В. М. Гоголев, Б. В. Замышляев. Докл. АН СССР, 1969, 184, 3.
3. С. В. Бобровский, В. М. Гоголев. ФГВ, 1967, 3, 4.
4. R. Latter. Phys. Rev., 1955, 99, 6.
5. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник, т. 1, 2. Под ред. В. П. Глушко. М., Изд-во АН СССР, 1962.
6. С. Кларк. Справочник физических констант горных пород. М., «Мир», 1969.
7. В. Н. Жарков, В. А. Калинин. Уравнение состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., «Наука», 1968.
8. Д. Кей, Т. Лэби. Таблицы физических и химических постоянных. М., ГИФМЛ, 1962.
9. В. И. Перельман. Краткий справочник химика. М., ГНТИХЛ, 1954.
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. М., «Наука», 1964.
11. Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.
12. Н. М. Кузнецов. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., Машиностроение, 1965.

УДК 621.791.78:821.7.044.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОГО ЦИКЛА ЗОНЫ СОЕДИНЕНИЯ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

*А. С. Гельман
(Москва)*

Известно, что при обычном типе соединений, полученных сваркой взрывом, на гребнях и во впадинах волн имеются включения литого металла промежуточного состава. Иногда в этих включениях появляют-

ся дефекты сплошности усадочного происхождения. Отсутствие плиты включений, даже при волнообразном строении соединения, как правило, сопровождается его пониженной и нестабильной прочностью. Наилучшими свойствами обладают соединения при наличии в них литых включений, свободных от усадочных дефектов.

Размеры и структура включений, форма которых приближается к эллиптической, зависят от параметров процесса, в частности от скорости детонации $ВВ$. В табл. 1 приведены значения средней площади поперечного сечения литых включений и количество включений с усадочными дефектами сплошности при различной скорости детонации D , полученные на основе статистической обработки экспериментальных данных¹ при плакировании толстого листа конструкционной стали аустенитной сталью толщиной 3—4 мм. Анализ этих данных позволил высказать предположение о том, что сплошность включений определяется термомеханическим циклом сварки; усадочные дефекты в литом включении будут отсутствовать в том случае, если его кристаллизация завершится под давлением p_y , достаточным для уплотнения металла.

В связи с этим исследован термомеханический цикл сварки взрывом при переменных параметрах процесса и различном соотношении толщин соединяемых листов с целью сопоставления длительности (t_p) пребывания металла в зоне соударения метаемой пластины и основания при давлении, большем или равном p_y (для двухслойной стали $p_y = 1000 \text{ МН/м}^2$) с временем (t_k) охлаждения расплавленного металла ниже температуры завершения процесса кристаллизации и температурного интервала хрупкости, в котором металл плохо сопротивляется образованию трещин при несвободной усадке.

Таким образом, задача исследования распадалась на а) изучение квазистационарного поля давлений в зоне соединения, перемещающегося вместе с фронтом детонации со скоростью D , и б) анализ процесса охлаждения литого включения.

Для решения первой части задачи были построены изобары относительных давлений $\epsilon = \frac{p}{\rho_m D^2}$, где p — давление, соответствующее изобаре с отношением ϵ ; ρ_m — плотность металла метаемой пластины; D — скорость детонации; $\rho_m D^2$ — максимальное давление в точке соударения.

Изобары построены (по координатам x и y) с помощью уравнений А. А. Дерибаса [1], соответствующих процессу детонации с дозвуковой скоростью.

$$x = \frac{\sqrt{1 - \frac{D^2}{c_0^2}}}{\pi} \left[\delta_1 \ln \sqrt{\left(1 + \frac{\sigma}{\delta_1}\right)^2 + \frac{\delta_2^2}{\delta_1^2}} + \delta_2 \ln \sqrt{\left(1 - \frac{\sigma}{\delta_2}\right)^2 + \frac{\delta_2^2}{\delta_2^2}} \right],$$

$$y = \frac{1}{\pi} \left[\delta_1 \arctg \frac{\delta}{\sigma + \delta_1} + \delta_2 \arctg \frac{\delta}{\sigma - \delta_2} + (k_1 \delta_1 + k_2 \delta_2) \pi \right],$$

$$\sigma = \pm \sqrt{\delta(c - \delta)}; \quad 0 \leq \delta \leq c,$$

$$\frac{1}{c} = \frac{\rho_m}{\rho_m D^2} \sqrt{1 - \frac{D^2}{c_0^2}} \cdot \frac{\delta_1 + \delta_2}{2\delta_1 \delta_2 \sin \frac{\gamma}{2}},$$

где δ_1 и δ_2 — соответственно толщины метаемой пластины и основания;

¹ Получены инж. Л. Б. Первухиным (АНИТИМ).

Таблица 1

Характеристика литых включений в соединении сталей 22К и Х18Н10Т при различной скорости детонации

Скорость детонации, м/с	Средняя площадь сечения одного включения, мм ²	Количество включений с дефектами сплошности, %	Среднее отношение осей включения
1900	0,0057	—	4,6
2300	0,0060	—	4,2
2600	0,0072	4	5,5
4000	0,0545	35	4,1

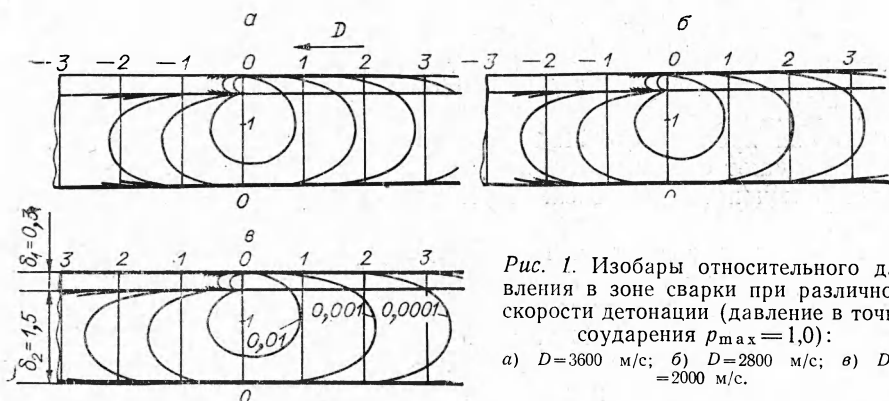


Рис. 1. Изобары относительного давления в зоне сварки при различной скорости детонации (давление в точке соударения $p_{\max}=1,0$): а) $D=3600$ м/с; б) $D=2800$ м/с; в) $D=2000$ м/с.

c_0 — скорость звука в металле; k_1 и k_2 — целые числа, выбираемые так, чтобы координата изобары y была непрерывной (в проведенных расчетах $k_1=0$ и $k_2=1$); γ — динамический угол соударения (приняли $\gamma=15^\circ$).

Расчет проведен для $\varepsilon \geq 0,0001$ при следующих условиях: $D=2400$ м/с, $\delta_1=0,3$ см, $\delta_2=1,5 \div 1,5$ см, $D=2000-3600$ м/с, $\delta_1=0,3$ см, $\delta_2=1,5$ см; $D=2400$ м/с, $\delta_1=0,3 \div 1,5$ см, $\delta_2=1,5$.

Изобары относительного давления в зоне сварки показаны на рис. 1. Следует отметить, что проведенный расчет, основанный на гидродинамической модели процесса, для $p < 1000$ МН/м² вряд ли имеет физический смысл, так как при таком давлении сопротивлением металла деформациям сдвига пренебрегать уже нельзя. Поэтому результаты расчета, соответствующие низким значениям p , использованы лишь для более точного анализа выявленных закономерностей в области высоких p .

Анализ результатов расчета показал, что:

а) при постоянных δ_1 и δ_2 протяженность зоны заданных ε в плоскости сварки мало зависит от D (рис. 2, а) и увеличивается с ростом δ_2 (наиболее заметно в области малых ε , не имеющей практического значения при сварке);

б) протяженность зоны равных давлений (рис. 2, б) заметно растет с повышением D , особенно в области высоких давлений ($p > 1000$ МН/м²); увеличение D с 2000 до 3600 м/с при $\delta_1=0,3$ см и $\delta_2=1,5$ см расширяет ее с 0,45 до 0,7 см;

в) десятикратное увеличение δ_2 (с 1,5 до 15 см) при $\delta_1=0,3$ см незначительно расширяет зону высокого давления в плоскости соединения (при $D=2000$ м/с и $\varepsilon=0,01-0,7$ до 0,9 см);

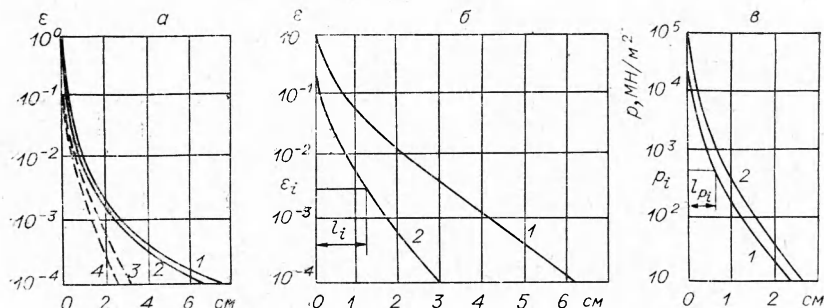


Рис. 2. Зависимость от расстояния до точки соударения:

а) $\varepsilon = \frac{p}{p_{\max}}$ в плоскости соединения при $\delta_1=0,3$ см и значениях D (м/с) и δ_2 (см): 2000 и 1,5 (1); 3600 и 15 (2); 2000 и 1,5 (3); 3600 и 1,5 (4); б) давления при $\delta_1=0,3$ см и $\delta_2=1,5$ см и D равном 2000 (1) и 3600 м/с (2); в) отношения ε в плоскости соударения ($\delta_2=1,5$ см; $D=2400$ м/с) при δ_1 равном 1,5 (1) и 0,3 см (2).

г) наибольшее влияние на протяженность зоны высокого давления в плоскости соединения (при $D = 2000$ м/с и $\varepsilon = 0,01$ — с 0,7 до 0,9 см);

д) наибольшее влияние на протяженность зоны высокого давления оказало увеличение δ_1 (увеличение δ_1/δ_2); при росте δ_1/δ_2 в диапазоне 0,2—1,0 зона, соответствующая $\varepsilon > 0,01$, расширилась приблизительно втрое (рис. 2, в).

Время пребывания металла в зоне соединения t_i при давлении $p_i = \varepsilon_i p_{\max}$ равно l_i/D , где l_i — длина участка, находящегося под давлением, большим $\varepsilon_i p_{\max}$ (см. рис. 2, в). Поскольку при $\delta_1 = \text{const}$ l_i мало зависит от D , то в первом приближении t_i обратно пропорционально D . Однако с учетом быстрого увеличения $p_{\max}$ с повышением D протяженность зоны, находящейся под давлением, большим p_i (см. рис. 2, б), заметно растет, а время пребывания металла в соединении при этом давлении $t_{p_i} = \frac{l_{p_i}}{D}$ с увеличением D снижается очень медленно.

Зависимость времени t_p , соответствующего пребывания металла в плоскости соединения при $p = p_y \geq 1000$ МН/м², от скорости детонации приведена на рис. 3. С увеличением толщины листа основания с 1,5 до 15 см t_p увеличивается на 20—25%, однако во всем изученном диапазоне параметров процесса оно относительно невелико и лежит в пределах 2÷3 мкс. По данным расчета t_p заметно увеличивается с ростом толщины метаемой пластины. Например, при $\delta_1 = \delta_2 = 1,5$ см $t_p = 6 \div 9$ мкс. Таким образом, при неизменных параметрах процесса увеличение толщины как листа основания, так и метаемой пластины не должно в принципе неблагоприятно сказываться на условиях кристаллизации литых включений, поскольку оно приводит к заметному увеличению времени t_p . Это справедливо в отношении влияния δ_2 , так как, согласно [5], при большом значении δ_2/δ_1 изменение δ_2 практически не сказывается на размерах литых включений. Однако их увеличение, возможное при росте δ_1 (установленное в работе [5] при сварке меди и не выявленное при сварке сплава Д16), может в той или иной степени подавить положительный эффект, связанный с более длительным пребыванием зоны соединения в области высоких давлений.

При анализе процесса охлаждения расплавленных включений для оценки времени t_k (см. выше), исходили из следующего:

а) включения рассматривались как цилиндрический столбик жидкой стали при начальной температуре, превышающей температуру плавления ($T_{\text{пл}} \approx 1500^\circ\text{C}$ при атмосферном давлении) на 600°C ;

б) столбик расплава находился в холодной «изложнице»; нагревом окружающего металла в результате адиабатического процесса пластической деформации пренебрегали;

в) включения, имеющие обычно поперечное сечение, близкое к эллипсу с отношением осей 4÷5, заменялись цилиндром, радиус основания которого (r_o) приняли на 20% большим, чем малая полуось эллипса; при этом $r_o = 0,29 \sqrt{F}$, где F — площадь сечения включения (см. табл. 1);

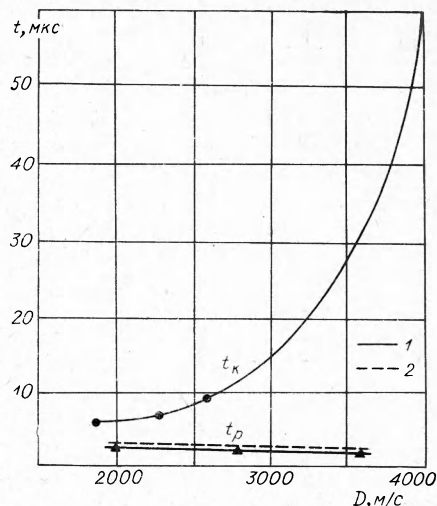


Рис. 3. Зависимость времени кристаллизации литых включений (t_k) и длительности (t_p) действия в зоне соединения давления от скорости детонации.

1 — $\delta_2 = 1,5$ см; 2 — $\delta_2 = 15$ см.

г) охлаждение расплавленного столбика рассматривалось как процесс распространения тепла мгновенного нормально кругового источника [2] в пластине (соответственно, как часть процесса распространения тепла фиктивного сосредоточенного линейного источника).

Для ряда значений r_0 , основанных на статистической обработке результатов измерения площади литых включений, определялись коэффициент сосредоточенности кругового источника [2]

$$k = \frac{1}{r_0^2} \quad (1)$$

и постоянная времени [2]

$$t_0 = \frac{1}{4ak}, \quad (2)$$

где a — коэффициент температуропроводности, среднее значение которого для стали равно $0,08 \text{ см}^2/\text{с}$.

Температура на оси неподвижного источника ($r=0$) через интервал времени t , отсчитываемый от момента приложения нормально кругового источника с постоянной времени t_0 , может быть определена по несколько преобразованной формуле (24, 3) из работы [2]

$$T(t) = \frac{A}{t + t_0}, \quad (3)$$

откуда

$$t = \frac{A}{T(t)} - t_0,$$

где A — постоянная, зависящая от мощности источника тепла, теплофизических свойств и толщины металла.

По заданной начальной температуре литого включения (условно принятой равной $T_0 = T_{пл} + 600^\circ \text{C} = 2100^\circ \text{C}$) при $t=0$ и постоянной времени t_0 , рассчитанной по формулам (1) и (2), был вычислен коэффициент A , а затем рассчитано время t_k для температуры $T(t) = 1350^\circ$, соответствующей нижней границе температурного интервала хрупкости. Расчетные данные для определения t_k при $D = 1900 \div 4000 \text{ м/с}$ приведены в табл. 2.

Таким образом, время, необходимое для завершения процесса кристаллизации литых включений, с увеличением D быстро растет, а время воздействия на них высокого давления (t_p) с ростом D , хотя и медленно, но уменьшается. При этом расчетные значения t_p и t_k в диапазоне скоростей детонации $2000\text{—}2500 \text{ м/с}$ имеют значения одного порядка. Это подтверждает предположение о возможном влиянии высокого давления, развиваемого в зоне соударения, на уплотнение кристаллизующегося металла включений. Этим же, по-видимому, можно объяснить высокую сплошность металла в быстро кристаллизующихся включениях малых размеров.

При малой толщине металла лист кристаллизации под давлением могут способствовать напряжения сжатия, возникающие в зоне соедине-

Таблица 2
К расчету времени кристаллизации литых включений

$D, \text{ м/с}$	$r_0 \cdot 10^4, \text{ см}$	$k = \frac{1}{r_0^2} \cdot 10^{-4}$	$t_0, \text{ мкс}$	$A = T_0 t_0 \cdot 10^2$	$\frac{A}{1350} - t_0, \text{ мкс}$
1900	18,5	29	10,8	2,27	6,0
2300	20,7	23	13,6	2,86	7,6
2600	23,1	19	16,4	3,44	9,1
4000	60,0	2,8	111,5	23,4	62,5

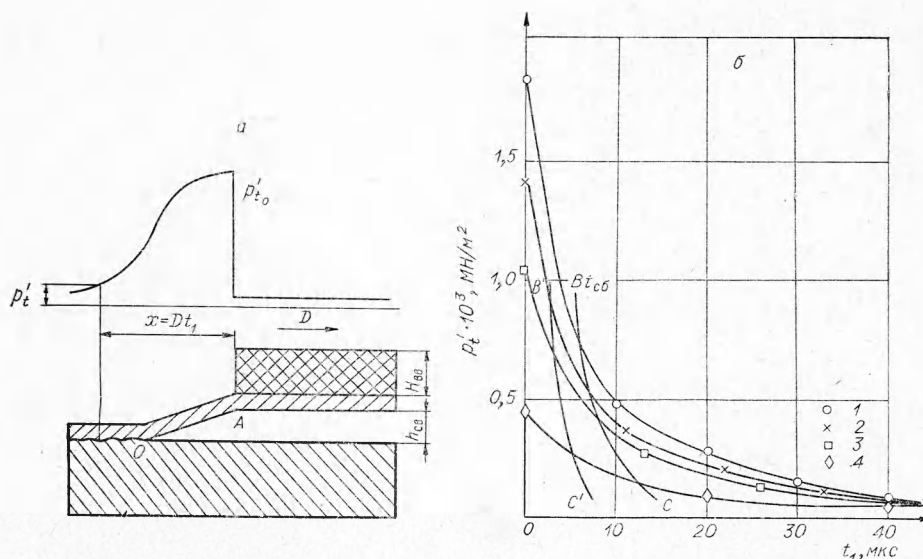


Рис. 4. Схема действия продуктов детонации на зону соединения (а) и зависимость давление — время при различных скоростях детонации (б).
D, м/с: 1 — 4000, 2 — 3500, 3 — 3000, 4 — 2000.

ния в результате действия продуктов детонации на внешнюю поверхность уже приваренной облицовки. Давление продуктов детонации за ее фронтом очень быстро падает (рис. 4, а), особенно в случае возможного их расширения в сторону металлической преграды (метаемой пластины). Для расчета зависимости $p_t = f(x)$, где p_t — давление газов на облицовку в момент времени t , соответствующее расстоянию $x = Dt$ от фронта детонации, не существует методики. Ориентировочная оценка этой зависимости сделана, исходя из следующих допущений:

а) давление на фронте детонации, согласно [3],

$$p_\Phi = D\rho(\rho - \rho_0)/\rho_0,$$

где ρ и ρ_0 — плотность продуктов детонации и исходного ВВ ($\rho \approx 1,3\rho_0$);

б) закон изменения давления p_t у металлической преграды принимаем таким, как в случае детонации цилиндрического заряда в направлении, перпендикулярном преграде. Согласно [4],

$$\frac{p_t}{p_\Phi} = \frac{64 \left(\frac{l}{Dt} \right)^3}{27} \frac{(1 - \omega_{t_0})^3}{\left\{ 1 - \omega_{t_0} \left[1 - \left(\frac{l}{Dt} \right)^{\beta-1} \right] \right\}^{\frac{3\beta}{\beta-1}}}, \quad (4)$$

где t — время, отсчитываемое от момента инициирования взрыва; l — длина заряда (принимаем равной толщине слоя ВВ); ω_{t_0} — отношение начальной скорости перемещения u_{t_0} преграды и скорости D (принимаем $u_{t_0} = v_n = 0,25D$ по [1] и $\omega_{t_0} \approx 0,25$); β — безразмерный параметр (для стали $\beta = 2,3$);

в) максимальное давление на преграду достигается при $t = t'_0 = \frac{l}{D}$,
 $= \frac{H_{ВВ}}{D}$, что дает после подстановки в (4)

$$p_{t_0} = \frac{64}{27} p_\Phi (1 - \omega_{t_0})^2;$$

г) максимальное давление при скорости детонации, направленной параллельно поверхности металла приблизительно вдвое меньше, чем при перпендикулярном направлении [3], т. е. $p'_{t_0} = 0,5p_{t_0}$.

На рис. 4, б приведены расчетные графики зависимости p'_t от t_1 (где $t_1 = t - t'_0$, а $t'_0 = \frac{H_{BB}}{D}$) для различных значений D . На этом же графике ограничена кривой BC область значений $t_1 > t_{сб}$, где $t_{сб} = \frac{OA}{D}$ (в расчете величина OA соответствует сварочному зазору $h_{св} = 8$ мм). Как видно на графике, область, лежащая за точкой соударения ($t_1 > t_{сб}$), в которой остаточное давление газов еще может влиять на условия кристаллизации литых включений (принято $p'_t > 500$ МН/м²) соответствует $D \geq 3500 \div 4000$ м/с. При $D = 2000 \div 2500$ м/с давление продуктов детонации уже в точке соударения снижается до 200—250 МН/м² и вряд ли достаточно для заметного влияния на условия кристаллизации.

Следует, однако, отметить, что уменьшение зазора $h_{св}$ вдвое расширяет зону благоприятного воздействия давления газов (кривая BC переходит в $B'C'$).

Проведенный анализ в силу ряда допущений дает, в основном, качественную картину выявленных зависимостей, но он подтверждает, что термомеханический цикл при сварке взрывом может заметно влиять на условия кристаллизации литых включений металла в зоне соединения и, как следствие, на его качество. Это должно облегчить обоснованный выбор рациональных параметров процесса плакирования.

Поступила в редакцию
16/V 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
2. Н. Н. Рыкалин. Расчеты тепловых процессов при сварке. М., Машгиз, 1951.
3. Райнхардт и Пирсон. Взрывная обработка металлов. М., «Мир», 1968.
4. В. П. Челышев, Б. И. Шехтер, А. А. Шушко. ФГВ, 1970, 6, 2.
5. И. Д. Захаренко, Т. М. Соболенко. ФГВ, 1971, 7, 3.

УДК 532.593

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА МЕТАЛЛОВ

В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер
(Новосибирск)

В работах [1, 2] установлено, что при прохождении ударной волны через контакт двух металлов в измерительной цепи, содержащей этот контакт, возникает э. д. с. В этих экспериментах амплитуда сигналов в несколько раз превышала амплитуду, рассчитанную по температуре ударного сжатия. В работе [3] высказан ряд предположений о причинах аномально большой э. д. с. По мнению авторов, она может быть связана с высокой неравновесной температурой электронного газа из-за наличия на фронте ударной волны электрического поля, с увеличением электронов фононами, изменением Ферми поверхности с давлением. В работе [4] при изучении сигналов на паре $Cu-Ni$ были получены наименьшие значения э. д. с. по сравнению с другими авторами. Авторы [4] связывают это с тем, что в предыдущих работах для получения хорошего электрического контакта использовался промежуточный материал (при-