

сти соединения ударно-спрессованного слоя порошка с материалом подложки [11]; существенный разогрев вещества и турбулентный характер течения за фронтом маховской УВ служит причиной увеличения полноты протекания химических превращений при ударно-волновом нагружении реагирующих порошков и т. п.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. A. Prümmer.— In: Proc. 4-th Intern. Conf. of the Center for High Energy Forming. Vail, Colorado, 1973.
2. С. В. Першин, Г. И. Канель. Деп. ВИНТИ № 1446-70.
3. M. A. Meyers, V. V. Gupta, L. E. Murr. J. of Metals, 1981, 3, 21.
4. П. О. Пашков, В. Д. Rogozin.— В кн.: Металловедение и прочность материалов. Волгоград, 1970.
5. Е. Я. Куцовский. Канд. дис. Новосибирск — Ташкент, 1976.
6. A. K. Bhalla, J. D. Williams.— In: Proc. 5-th Intern. Conf. on High Energy Rate Fabrication. Denver, Colorado, 1975.
7. В. А. Косович, А. М. Каунов и др. Физика и химия обработки материалов. 1982, 1, 30.
8. R. A. Prümmer, G. Ziegler.— In: Proc. 5-th Intern. Conf. on High Energy Rate Fabrication. Denver, Colorado, 1975.
9. С. С. Бацанов, А. А. Дерибас. ФГВ, 1965, 1, 1, 103.
10. В. Ф. Анисичкин. ФГВ, 1979, 15, 6, 126.
11. В. Бабуль, Я. Багровский, К. Бережанский. ФГВ, 1975, 11, 2, 259.
12. А. М. Каунов. Порошковая металлургия, 1983, 9, 53.
13. А. А. Дерибас, А. В. Крупин и др. ФГВ, 1973, 9, 6, 883.
14. Н. А. Костюков, А. М. Ставер. ФГВ, 1977, 13, 1, 92.
15. М. П. Бондарь, Н. А. Костюков.— В кн.: Механика быстротекущих процессов. Новосибирск, 1984.
16. D. J. Pastine, M. Lombardi e. a. J. Appl. Phys., 1970, 41, 7, 3144.
17. А. А. Дерибас, А. М. Ставер. ФГВ, 1974, 10, 4, 568.
18. N. A. Kostjukov.— In: Shock waves and high-strain-rate phenomena in metals. Proc. Intern. Conf. Albuquerque, New Mexico, 1980.
19. Н. А. Костюков.— В кн.: Нестационарные проблемы гидродинамики (Динамика сплошной среды, № 48). Новосибирск, 1980.
20. M. Wilkins.— In: High energy rate fabrication. The 8-th Intern. Conf. on High Energy Rate Fabrication. San Antonio, 1984.
21. Н. А. Костюков, Г. Е. Кузьмин. ПМТФ, 1985, 1, 121.
22. R. K. Linde, L. Seaman, D. N. Schmidt. J. Appl. Phys., 1972, 43, 8, 3367.
23. С. Б. Кормер, А. И. Фунтиков и др. ЖЭТФ, 1962, 42, 3, 686.
24. А. А. Дерибас, Г. Е. Кузьмин.— В кн.: Динамика сплошной среды, № 8. Новосибирск, 1971.
25. А. Н. Михайлов, Ю. А. Гордополов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1974, 10, 2, 277.
26. Г. Е. Кузьмин. Канд. дис., Новосибирск, 1978.
27. Г. Е. Кузьмин.— В кн.: Механика взрывных процессов (Динамика сплошной среды, № 29). Новосибирск, 1977.
28. Н. А. Костюков. ПМТФ, 1977, 3, 124.
29. J. M. Walsh, R. H. Christian. Phys. Rev., 1955, 97, 6, 1544.
30. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1957, 32, 6, 1577.
31. Р. Курант, К. О. Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: ИЛ, 1950.
32. G. R. Fowles, W. M. Isbell. J. Appl. Phys., 1965, 36, 4, 1377.

*Поступила в редакцию 30/VII 1985,
после доработки — 1/X 1985*

К ТЕРМОПАРНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ МЕТАЛЛОВ

С. Н. Ишуткин, Г. Е. Кузьмин, В. В. Най

(Новосибирск)

Один из важнейших параметров, характеризующих состояние ударно-сжатого металла, — его температура. Наиболее перспективным из предлагавшихся в литературе методов измерения температуры представляется термопарный метод. Первые попытки использования термоэлектрического эффекта для измерения температуры ударного сжатия приняты в [1] и (по-видимому, независимо) в [2]. Дальнейшее развитие

эта методика получила в [3—10 и др.]. Экспериментальные данные первых работ по ударному нагружению контактной границы различных пар металлов показали, что электрическое напряжение, появляющееся при прохождении ударной волны (УВ) через границу, имеет тот же знак, что и статическая термо-ЭДС этих металлов (если нет фазовых переходов). Температура рассчитывалась из полученных сигналов с использованием обычных статических тарировочных кривых для данных термопар. Оказалось, что определенная таким образом температура всегда превышала (причем иногда в несколько раз) значение, которое получается из термодинамических расчетов на ударных волнах [11].

Для объяснения полученного несоответствия предложен ряд механизмов появления в эксперименте аномально больших сигналов, которые можно условно разделить на две группы. В первую входят механизмы фундаментальной природы, например изменение коэффициента термо-ЭДС при повышенном давлении. Вторая группа объединяет механизмы дополнительного нагрева, связанные с конструктивными особенностями применяемых экспериментальных сборок. Наиболее серьезные из таких особенностей — это недостаточные поперечные размеры образцов, что приводит к нарушению условий одноосного сжатия, и некачественная контактная граница термопары, вследствие чего температура границы выше температуры окружающего металла.

В работе [12] проанализирован ряд факторов фундаментального характера и на основании произведенных оценок сделан вывод, что их влияние до давлений в несколько десятков гигапаскалей не должно быть настолько существенным, чтобы объяснить имеющиеся несоответствия. В работе [9] показано, что ударное размагничивание [13] помимо конструктивных особенностей ответственно за появление аномальных сигналов в случае использования в термопарах ферромагнитных материалов.

Ясно, что сопоставление экспериментальных данных с «одномерными» расчетами имеет смысл лишь в том случае, если в эксперименте обеспечены условия одноосного сжатия измерительного элемента. Один из возможных способов решения этой проблемы — применение специального защитного кольца из жесткой керамики, ограничивающего разгрузку, — реализован в [9].

Качество контактной границы, которая в измерениях термо-ЭДС служит горячим спаем, в первых опытах [1—4], по-видимому, не контролировалось. В литературе упоминаются различные способы создания контакта [2, 4, 5, 8—10, 14, 15]. На возможное влияние качества контакта указывалось уже в ранних работах [4, 5]. Систематическое изучение зависимости регистрируемой ЭДС от качества поверхности проведено в [8]. Часть экспериментов проведена со шлифованными образцами, другая — с полированными. Полировка образцов приводила к уменьшению амплитуды сигнала примерно на 40%. К настоящему времени наилучшие результаты получены на термопарах, изготовленных диффузионной сваркой. Этот способ впервые использован в [5], а впоследствии с помощью таких термопар получены экспериментальные значения температур [9], превышающие расчетные не более чем на 40%. Авторы [9] считают наиболее вероятной причиной этого разногласия остающиеся несовершенства контактной границы.

В настоящей работе рассматриваются возможность использования термопар, изготовленных сваркой взрывом, в этом типе экспериментов; влияние высоких динамических давлений на коэффициенты термо-ЭДС; зависимость регистрируемых сигналов от наличия неоднородностей на контактной поверхности.

О попытке использования термопары, сваренной взрывом, упоминается в работе [15]. Полученные сигналы, однако, имели аномально большую амплитуду, в связи с чем авторы [15], по-видимому, отказались от дальнейших попыток.

Одна из основных характерных особенностей процесса сварки взрывом — удаление в самом процессе поверхностных слоев свариваемых

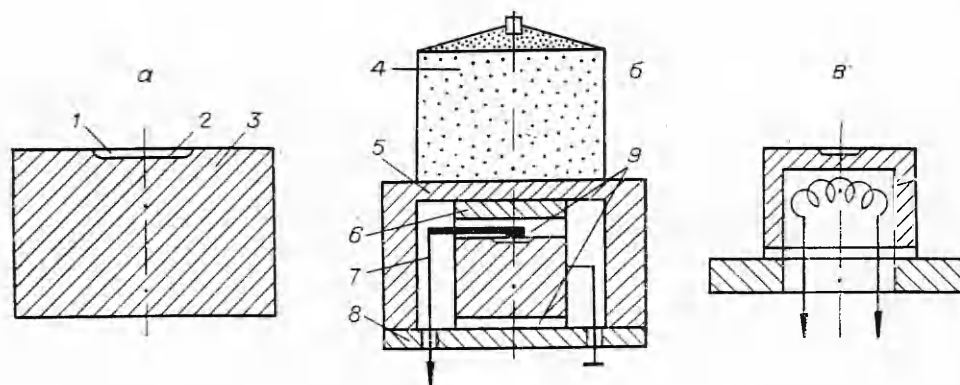


Рис. 1. Измерительный элемент (а), экспериментальная сборка (б) и размещение нагревательного элемента (в).

1 — константан; 2 — сваренная взрывом контактная поверхность; 3 — медная основа; 4 — заряд ВВ; 5 — стакан с прокладкой 6 и крышкой 8 (все из меди); 7 — выводная константановая фольга; 9 — изоляция (телефон).

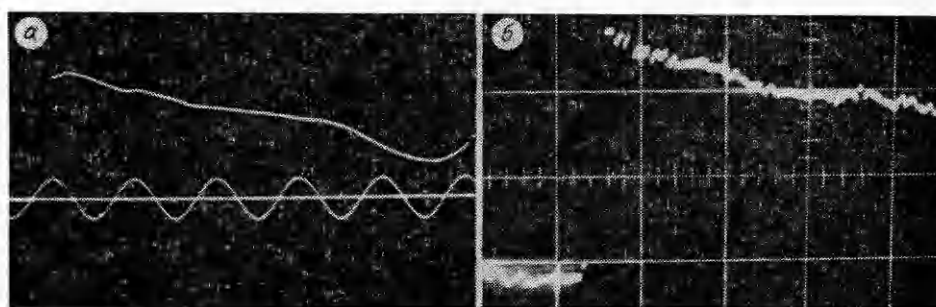


Рис. 2. Зависимости давления (а) и температуры (б) от времени.
а) $p_{\max} = 11$ ГПа, период синусоиды 1 мкс; б) $T_0 = 80^\circ\text{C}$, масштаб по горизонтали 0,5 мкс/дел, по вертикали 1 мВ/дел.

материалов [16, 17]. Эта особенность является весьма благоприятной, если изготавливаемый биметалл будет использоваться в качестве термопары, так как получается непосредственный контакт двух металлов без посторонних включений на поверхности. С другой стороны, известно [17], что контактная граница полученного соединения зачастую оказывается волнообразной. Как и любой вид неоднородности границы, этот фактор может дать дополнительный вклад в измеряемые сигналы, скажем, из-за относительной пластической деформации поверхностей. Однако при использовании материалов с близкими механическими свойствами относительный вклад этого фактора должен быть небольшим. Тем не менее минимизация размеров волн, очевидно, весьма желательна.

В данной работе термопары изготавливались методом сварки взрывом константановой фольги толщиной 0,08, 0,2 и 0,5 мм с основой из меди М1. После сварки заготовки, как правило, отжигались в вакууме при температуре 800°C в течение двух часов, что позволяло отбраковывать образцы с некачественной сваркой. Максимальные размеры неровностей границ образцов, полученных в различных режимах сварки, составляли 10—30 мкм, что устанавливалось визуально по микрошлифам околошовной зоны. Отметим, что в экспериментах не установлено какого-либо систематического отличия в сигналах, полученных с термопар с максимальными и минимальными из указанных неровностей. Это подтверждает высказанную выше гипотезу о слабом влиянии волн для такого типа датчиков, однако вопрос нуждается в дальнейшем изучении. Не останавливаясь на технических подробностях, приведем окончательный вид измерительного элемента (термодатчика) (рис. 1, а) и его раз-

мещения в экспериментальной сборке (рис. 1, б). Размеры деталей конструкции выбирались такими, чтобы за время измерения обеспечивались условия плоского нагружения «горячего спая», т. е. сварного контакта медь — константан. Как видно из рис. 1, термодатчик был полностью изолирован от возможных электрических помех со стороны продуктов взрыва или других источников.

В такой постановке проведено несколько серий опытов по измерению термо-ЭДС. Перед каждой такой серией экспериментально определялась зависимость давления от времени, причем манганиновый датчик давления размещался в такой же сборке вместо термодатчика. Типичные осциллограммы с датчиков давления и термо-ЭДС приведены на рис. 2. Амплитудные значения термо-ЭДС при $p = 11 \pm 0,3$ ГПа лежат в интервале 2,2—2,8 мВ. Одна из возможных причин разброса, по-видимому, состоит в том, что пока не удается добиться достаточной однородности сварного шва при полном отсутствии посторонних включений. Сравнивая полученные данные с результатами [9], отметим, что повторяемость от опыта к опыту несколько выше, чем в [9], где при $p = 14,4 \pm 0,4$ ГПа измеренные ЭДС лежали в диапазоне от 3 до 4,9 мВ. В то же время уровень шумов на типичных осциллограммах в относительных величинах сравним или несколько меньше, чем в [9]. Таким образом, в целом термопара медь — константан, изготовленная методом сварки взрывом, дает более стабильные результаты, чем изготовленная диффузионной сваркой.

Термопары из исследуемых материалов тарировались обычным способом в статических условиях. В интервале температур горячего спая 30—100°C (холодный спай при 0°C) коэффициент термо-ЭДС S оказался практически постоянным и равным 43 ± 3 мкВ/°C. Такие результаты хорошо согласуются с известными справочными данными [18—20]. Это позволяет в области температур до $\sim 100^\circ\text{C}$ в первом приближении пренебрегать зависимостью S от T (ниже для оценок всюду используется значение $S = 43$ мкВ/°C). В исследованном интервале температур абсолютные значения ЭДС отличаются от табличных на 4—5%. Частично это объясняется неточностью нашей тарировки, а частично — тем известным фактом [18], что различие термо-ЭДС для разных партий константана может достигать 4%.

С помощью проведенной тарировки с учетом сделанных замечаний можно определить, какой температуре отвечают зарегистрированные значения ЭДС. При величине сигнала $E = 2,2$ мВ $T \approx 51^\circ\text{C}$, а $E = 2,8$ мВ отвечает $T \approx 65^\circ\text{C}$ (здесь и ниже имеется в виду приращение температуры по отношению к исходной). Значения ударно-волновых температур меди, рассчитанных по [11] с известными из литературы значениями коэффициента Грюнайзена и удельной теплоемкости, при $p = 11$ ГПа лежат в интервале 44—51°C, что хорошо совпадает с полученной в экспериментах наименьшей температурой. В расчетах не учитывался ряд факторов — различие температур контакта и меди и возможный вклад пластической работы [9], а также то, что окончательная величина давления в реальном опыте достигается не в одном, а в двух-трех последовательных скачках. Ввиду этого, а также из-за упомянутой неточности статической тарировки и возможной зависимости $S(p)$ окончательное заключение делать пока преждевременно. Полученные результаты позволяют, однако, надеяться, что измерения температур ударного сжатия с точностью порядка 5—10% — задача вполне разрешимая, хотя, по-видимому, технически непростая.

Зависимость $S(p)$ — одна из причин, влияющих на измеряемую ЭДС. Во всех известных до сих пор работах по термопарным измерениям температуры при динамических давлениях использовались статические результаты [21, 22] с экстраполяцией их в случае необходимости в область более высоких давлений. Прямое экспериментальное определение степени влияния динамических давлений на коэффициенты термо-ЭДС — одна из ключевых проблем в области термопарной термомет-

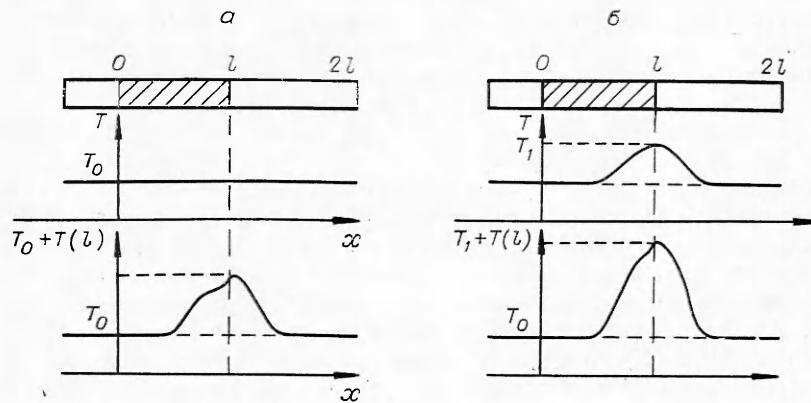


Рис. 3. Схематические распределения температур до нагружения (верх) и после нагружения (низ) в двух одинаковых термопарах с отличающимися исходными температурами горячих спаев (а) и (б).

рии ударного сжатия. Подход к решению данной проблемы предлагается ниже.

С целью пояснения основной идеи обратимся к простейшему примеру. Пусть термо-ЭДС изучаемой термопары E связана с давлением p и температурой T формулой $E = (S_0 + \alpha_0 p)(T - T_0)$, где $\alpha_0, S_0 = \text{const}$; T_0 — температура холодного спая. Рассмотрим три одинаковые термопары с такой характеристикой и с одним и тем же значением T_0 . Горячий спай первой термопары нагреем при $p_1 = 0$ до некоторой температуры T_1 . Регистрируемая ЭДС будет, очевидно, $E_0 = S_0(T_1 - T_0)$. Нагрев второй термопары осуществим в ударной волне. Если давление УВ p_2 , а температура за волной T_2 , то регистрируемый сигнал $E_1 = (S_0 + \alpha_0 p_2)(T_2 - T_0)$. Через третью термопару пропустим УВ такой же амплитуды p_2 , но предварительно нагреем горячий спай до T_1 . Если теперь температура за волной T_2 , то $E_2 = (S_0 + \alpha_0 p_2)(T_2 - T_0)$, так как холодный спай по-прежнему находится при T_0 . Если скачок температуры в ударной волне не зависит от начального нагрева, то $T_2 - T_1 = T_2' - T_0$. Используя это в выражении для E_2 и учитывая выражения для E_1 и E_0 , получаем окончательно $E_2 = E_0 + E_1 + \alpha_0 p_2(T_1 - T_0)$. Отсюда видно, что если S не зависит от p ($\alpha_0 = 0$), то сигнал, полученный от последовательного осуществления двух процессов нагревания — статического и ударно-волнового, — будет равен сумме сигналов от каждого эффекта в отдельности. В противном случае полный сигнал будет превышать эту сумму на величину, пропорциональную относительному статическому нагреву.

Рассмотрим этот вопрос более подробно (рис. 3). Пусть имеются две термопары (см. рис. 3, а, б) с начальными распределениями температур по длине $T'(x)$ и $T''(x)$, причем $T'(x) = T_0$, $T''(0) = T''(2l) = T_0$, $T''(l) = T_1$. Нагрузим эти термопары так, чтобы распределения давления вдоль их длины были одинаковыми $p(x)$. Считаем на основании данных [23, 24], что ударные адиабаты металлов при начальных температурах T_0 и T_1 различаются несущественно, если сами значения T_0 и T_1 не очень высоки и мало отличаются одно от другого. Тогда получим распределения температур в момент нагружения $T'(x) + T(x)$ и $T''(x) + T(x)$ для термопар а и б соответственно, где $T(x)$ — прирост температуры в ударной волне. Так как адиабаты меди и константана различны, функция $T(x)$ разрывна при $x = l$. Через произвольно малый промежуток времени разрыв сглаживается и температура границы определяется выражением [25]

$$T(l) \approx T(l+0) - \frac{T(l+0) - T(l-0)}{1 + (k_M/k_R)^{1/2}} x$$

где k_M, k_K — коэффициенты теплопроводности меди (которая на рис. 3 находится справа) и константана. Из данных [9] следует, что при $p \approx 10$ ГПа различие температур границы и меди составляет 1–2%, так что этим эффектом можно пренебречь. Пусть коэффициенты термо-ЭДС меди S_M и константана S_K описываются формулами

$$S_M(p, T) = S_M(p, T_0) = S_M^0 [1 + \alpha_M(p)],$$

$$S_K(p, T) = S_K(p, T_0) = S_K^0 [1 + \alpha_K(p)],$$

S_M^0, S_K^0 — статические коэффициенты; $\alpha_M(p) = \alpha_K(p) = 0$ при атмосферном давлении. Тогда на термопаре *a* до нагружения $\tilde{E}_{10} = 0$, а после нагружения

$$\tilde{E}_1 = \int_0^l S_K^0 [1 + \alpha_K(p)] \frac{dT(x)}{dx} dx + \int_l^{2l} S_M^0 [1 + \alpha_M(p)] \frac{dT(x)}{dx} dx.$$

Следовательно, сигнал с этой термопары $E_1 = \tilde{E}_1 - \tilde{E}_{10} = \tilde{E}_1$. Аналогично для термопары *b* до нагружения

$$\tilde{E}_{20} = \int_0^l S_K^0 \frac{dT''(x)}{dx} dx + \int_l^{2l} S_M^0 \frac{dT''(x)}{dx} dx = (S_K^0 - S_M^0) (T_1 - T_0),$$

после нагружения

$$\tilde{E}_2 = \int_0^l S_K^0 [1 + \alpha_K(p)] \frac{d[T''(x) + T(x)]}{dx} dx + \int_l^{2l} S_M^0 [1 + \alpha_M(p)] \frac{d[T''(x) + T(x)]}{dx} dx.$$

Тогда сигнал со второй термопары $E_2 = \tilde{E}_2 - \tilde{E}_{20}$. Разность сигналов сразу после нагружения

$$\Delta E = E_2 - E_1 = S_K^0 \int_0^l \alpha_K(p) \frac{dT''(x)}{dx} dx + S_M^0 \int_l^{2l} \alpha_M(p) \frac{dT''(x)}{dx} dx.$$

Исключая x из соотношений $p = p(x)$ и $T'' = T''(x)$, получаем $p = p(T'')$ и, переходя к интегрированию по T'' , приходим к выражению

$$\Delta E = \int_{T_0}^{T_1} (S_K^0 \alpha_K - S_M^0 \alpha_M) dT'' = \bar{S}_{KM} (T_1 - T_0),$$

где $\bar{S}_{KM} = \int_{T_0}^{T_1} \frac{S_K^0 \alpha_K - S_M^0 \alpha_M}{T_1 - T_0} dT''$. Отсюда следует, что среднее относительное изменение коэффициента термо-ЭДС пары определяется формулой

$$\frac{\bar{S}_{KM}}{S_{KM}^0} = \frac{\Delta E}{(T_1 - T_0) S_{KM}^0},$$

$S_{KM}^0 = S_K^0 - S_M^0$ — статический коэффициент термопары. Полученное соотношение позволяет по разнице сигналов с двух одинаковых термопар с отличающимися исходными температурами горячих спаев, нагружаемых одинаковым давлением, оценить изменение коэффициента термо-ЭДС с давлением.

С этой целью несколько экспериментов проведено с видоизмененной конструкцией сборки (см. рис. 1, в). Основное отличие состояло в размещении специального нагревательного элемента, который перед подрывом быстро (за несколько секунд) подогревал датчик до 50–75°C, что контролировалось по ЭДС датчика. Разница сигналов с такого датчика и с обычного (не подогретого), нагруженных до $p \approx 10$ ГПа,

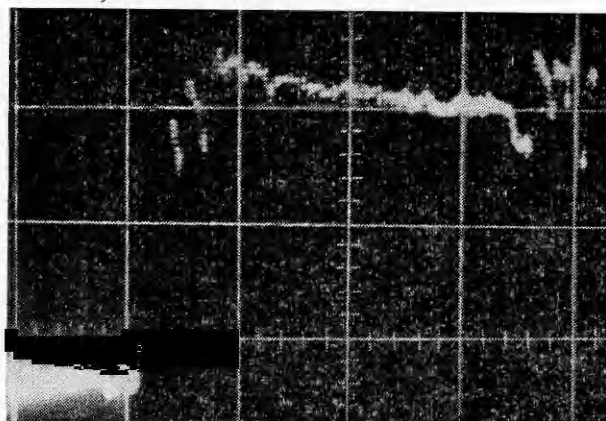


Рис. 4. Зависимость температуры от времени с предварительно нагретого датчика ($T_1 = 67^\circ\text{C}$, масштаб — как на рис. 2, б).

не превышала 0,2 мВ, откуда $\bar{S}_{\text{км}}/S_{\text{км}}^0 \leq 10\%$.

Более высокий уровень шумов в этом типе экспериментов (рис. 4) объясняется, по-видимому, электрическими наводками от соединительных проводов нагревательного элемента.

Рассмотрим возможность того, что контактная поверхность термопары приобретает при нагружении неоднородную температуру, другими словами, предположим, что температура различных точек границы отличается от средней по границе на величину, зависящую от положения точек. Подобная проблема в литературе не обсуждалась. В [9, 26] контактная поверхность моделировалась как однородная пористая прокладка между основными материалами и с однородным распределением T . Постановка, предлагаемая здесь, включает однородную по границе температуру как частный случай.

В качестве модельной изучается плоская задача (рис. 5, а). Пусть на плоскости $z = x + iy$ в области $\text{Im } z \leq 0$ находится медь, а в области $0 < \text{Im } z \leq h$ — константан. Контактная граница представлена отрезком $\text{Im } z = 0$, $-l/2 \leq \text{Re } z \leq l/2$, по остальной части вещественной оси проходят разрезы. Поскольку проводимость меди λ_m много больше проводимости константана λ_k , считаем медь идеальным проводником, имеющим потенциал, равный нулю. Ввиду того что S_m в несколько раз меньше S_k , в дальнейшем будем рассматривать только константан. Дифференциальный закон Ома для константана с учетом термо-ЭДС можно записать в виде (коэффициент термо-ЭДС считаем постоянным)

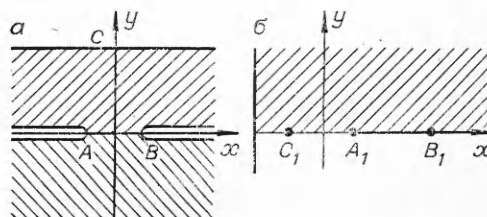
$$\lambda_k (\vec{E} - S_k^0 \vec{\nabla} T) = \vec{j},$$

где \vec{E} — электрическое поле; \vec{j} — плотность тока. Из условий $\text{div } \vec{j} = 0$, $\text{rot } \vec{E} = 0$ следует, что можно ввести потенциал ϕ и функцию тока ψ так, что

$$\begin{aligned} E_x - S_k^0 \frac{\partial T}{\partial x} &= -\frac{\partial \phi}{\partial x}, & E_y - S_k^0 \frac{\partial T}{\partial y} &= -\frac{\partial \phi}{\partial y}, \\ E_x - S_k^0 \frac{\partial T}{\partial x} &= -\frac{\partial \psi}{\partial y}, & E_y - S_k^0 \frac{\partial T}{\partial y} &= \frac{\partial \psi}{\partial x}. \end{aligned}$$

На контактной границе $E_x = 0$, следовательно, $\phi(x) = S_k^0 T(x)$ ($T(x)$ — отличие температуры в точке x от средней температуры). На всех остальных границах константана считаем $T = 0$. Введем комплексный потенциал $\Phi(z) = \phi + i\psi$, который является аналитической функцией в об-

Рис. 5. Представление термопары в плоской модельной задаче. Соответствие точек $A(-l/2, 0)$; $B(l/2, 0)$; $C(0, h)$; $A_1(\exp(-\pi l/(2h)), 0)$; $B_1(\exp(\pi l/(2h)), 0)$; $C_1(-1, 0)$.



ласти $0 \leq \text{Im } z \leq h$, так как для него выполнены условия Коши — Римана. Сделаем конформное преобразование $z_1 = e^{\pi z/h}$, переводящее область $0 \leq \text{Im } z \leq h$ в верхнюю полуплоскость (рис. 5, б). При этом точка $A(-l/2, 0)$ переходит в $A_1(e^{-\pi l/(2h)}, 0)$, точка $B(l/2, 0)$ — в $B_1(e^{\pi l/(2h)}, 0)$, $C(0, h)$ — в $C_1(-1, 0)$ и т. д. Поскольку на AB $\varphi = \varphi(x)$, то на A_1B_1 $\varphi = \varphi(\ln x_1 \cdot h/\pi)$. На остальной части действительной оси выполняется условие $\psi = 0$, поскольку эти границы есть линии тока. При такой постановке применима теорема Келдыша — Седова, и решение дается одноименной формулой [27, 28], по которой потенциал $\Phi(z_1)$ в любой точке верхней полуплоскости при сформулированных выше условиях дается выражением

$$\Phi(z_1) = \frac{1}{\pi i} \sqrt{\frac{z_1 - a}{z_1 - b}} \int_a^b \frac{\varphi\left(\frac{h}{\pi} \ln t\right) \sqrt{\frac{t-b}{t-a}}}{t - z_1} dt + \sqrt{\frac{z_1 - a}{z_1 - b}} \Phi_\infty,$$

где использованы обозначения $a = \exp(-\pi l/(2h))$, $b = \exp(\pi l/(2h))$. Значение Φ_∞ выбирается так, чтобы $\Phi(z_1)$ было ограничено в точке b . Во всех других точках $\Phi(z_1)$ ограничено по построению решения [27, 28]. Значение

$$\Phi(-1) = \sqrt{\frac{1+a}{1+b}} \left(\frac{1}{\pi} \int_a^b \frac{\varphi\left(\frac{h}{\pi} \ln t\right) \sqrt{\frac{b-t}{t-a}}}{t+1} dt + \Phi_\infty \right)$$

является электрическим напряжением в точке $z_1 = -1$.

Поскольку именно в этой точке измеряется термо-ЭДС, важно оценить величину этого интеграла для простейших типов неоднородности T (или, что равносильно, φ) на границе $[a, b]$. Пусть в плоскости (x, y) ширина зоны неоднородности равна h , величина неоднородности $\varphi = \text{const}$, а расположена она либо в центре границы, т. е. при $-h/2 \leq x \leq h/2$, либо на краю, например при $l/2 \geq x \geq l/2 - h$. В обоих случаях остальная часть границы имеет всюду одинаковую температуру, т. е. $\varphi = 0$. Оценивая потенциал $\Phi(-1)$ в этих двух условиях, получим оценки степени влияния на измеряемую ЭДС горячих точек в центре и на краю термпарного контакта. В случае такой ступенчатой функции φ ее постоянное значение φ_* выносится из-под интеграла. Оставшийся интеграл вычисляется как

$$\int \frac{\sqrt{\frac{b-t}{t-a}}}{t+1} dt = 2 \left(\arctg \sqrt{\frac{b-t}{t-a}} - \sqrt{\frac{1+a}{1+b}} \arctg \sqrt{\frac{1+a}{1+b} \cdot \frac{b-t}{t-a}} \right).$$

Пределы интегрирования в первом случае $\exp(-\pi/2) \leq t \leq \exp(\pi/2)$, а во втором $\exp(\pi l/(2h) - \pi) \leq t \leq \exp(\pi l/(2h))$. Выпишем окончательные оценки при $l \gg h$. Если неоднородность сосредоточена в центре, имеем

$$\Phi_1(-1) \sim \frac{2\varphi_*}{\pi} \arctg \frac{e^{\pi/4} - e^{-\pi/4}}{2},$$

а когда неоднородность на краю контакта,

$$\Phi_2(-1) \sim \frac{2\varphi_*}{\pi} \left[\arctg \left(e^{-\frac{\pi l}{4h}} (e^\pi - 1)^{1/2} \right) - e^{-\frac{\pi l}{4h}} \arctg (e^\pi - 1)^{1/2} \right] + e^{-\frac{\pi l}{4h}} \Phi_\infty.$$

Полученные оценки показывают, что во втором случае влияние неоднородности значительно слабее, так как оно входит с экспоненциально малым множителем. Это обстоятельство, безусловно, благоприятно для данного типа экспериментов, поскольку именно влияние краев должно быть, в принципе, одним из наиболее существенных. В то же время эти оценки еще раз подтверждают важность подготовки однородного термпарного контакта, особенно на участке, близком к точке измерения. Из обычных свойств интегралов следует еще, что влияние неоднородности приблизительно пропорционально занимаемой ею площади.

Подведем основные итоги работы.

1. Показана принципиальная возможность использования термодатчиков температуры медь — константан, изготовленных сваркой взрывом, в ударно-волновых измерениях. Среднее отличие экспериментальных значений температур от расчетных для $p \approx 11$ ГПа составляет $\sim 20\%$.

2. Прямыми экспериментами установлена слабая зависимость коэффициента термо-ЭДС пары медь — константан от давления при ударном сжатии до 11 ГПа.

3. Сделаны теоретические оценки влияния неоднородностей контактной поверхности на измеряемую ЭДС и показано, что это влияние быстро спадает с увеличением расстояния от неоднородности до точки измерения напряжения.

Авторы искренне признательны В. М. Титову за полезные обсуждения и благодарят Ю. В. Загарина, В. Н. Зеленого и А. А. Ряпосова за помощь в экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Jacquesson. Bull. GAMAC, 1959, 4, 33.
2. В. С. Илюхин, В. Н. Кологривов. ПМТФ, 1962, 5, 175.
3. J. Crosnier, J. Jacquesson, A. Migault. Proc. 4-th Symp. on Detonation. US Govt. Print. Off., Washington, 1965.
4. E. P. Palmer, G. H. Turner. J. Appl. Phys., 1964, 35, 10, 3055.
5. О. И. Бужинский, С. В. Самылов. ФТТ, 1969, 11, 10, 2881.
6. В. И. Минеев, А. Г. Иванов и др. ЖЭТФ, 1971, 61, 1, 254.
7. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов, В. В. Полюдов. ФГВ, 1972, 8, 4, 586.
8. В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер. ФГВ, 1974, 10, 6, 904.
9. D. D. Bloomquist, G. E. Duvall, J. J. Dick. J. Appl. Phys., 1979, 50, 7, 4838.
10. K. Imaoka, K. Kondo, A. Sawaoka. Japan. J. Appl. Phys., 1980, 19, 1011.
11. R. G. McQueen, S. P. Marsh. J. Appl. Phys. 1960, 31, 7, 1253.
12. В. Ф. Нестеренко. ФГВ, 1975, 11, 3, 444.
13. Р. Килер, Е. Ройс. — В кн.: Физика высоких плотностей энергии/Под ред. П. Кальдиролы и Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974.
14. И. Д. Захаренко. ФГВ, 1971, 7, 2, 269.
15. А. Н. Михайлов, А. И. Дремин, В. П. Фетцов. ФГВ, 1976, 12, 4, 594.
16. А. А. Дерибас, И. Д. Захаренко. ФГВ, 1974, 10, 3, 409.
17. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.
18. Л. И. Анатычук. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник. Киев: Наукова думка, 1979.
19. И. Л. Рокльберг, В. М. Бейлин. Сплавы для термодатчиков. Справочник. М.: Металлургия, 1983.
20. Температурные измерения. Справочник. Киев: Наукова думка, 1984.
21. P. W. Bridgman. Proc. Amer. Acad. Arts. Sci., 1918, 53, 269.
22. F. P. Bundy. J. Appl. Phys., 1961, 32, 3, 483.
23. R. W. Rohde. J. Appl. Phys., 1969, 40, 7, 2988.
24. A. C. Mitchell, M. van Thiel et al. J. Appl. Phys., 1974, 45, 9, 3856.
25. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
26. P. A. Urtiew, R. Grover. J. Appl. Phys. 1974, 45, 1, 140.
27. М. В. Келдыш, Л. И. Седов. Докл. АН СССР, 1937, 16, 1, 7.
28. М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1965.

Поступила в редакцию 26/VII 1985,
после доработки — 4/XI 1985

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИНИЦИИРУЮЩЕЙ ВОЛНЫ В ТГ 50/50

В. Ф. Лобанов

(Новосибирск)

Механическая неоднородность конденсированных гетерогенных взрывчатых веществ (ВВ) определяет их повышенную чувствительность к инициированию ударными волнами (УВ). Энерговыделение, возникающее в локальных очагах ВВ за фронтом УВ, приводит к ее ускорению