

10. A. N. Dremin, V. V. Yakushev. Electrochemical effects at nitromethane detonation. *Acta Astronautica* (in press).
11. G. E. Hauver. *J. Appl. Phys.*, 1965, **36**, 7.
12. О. Н. Бреусов, А. Н. Дремин и др. *ЖЭТФ*, 1971, **61**, 9.

УДК 532.593

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ КОНТАКТА МЕТАЛЛОВ

*В. Ф. Нестеренко*

(Новосибирск)

Первыми по электрическим эффектам при ударном нагружении металлов, по-видимому, являются работы [1, 2]. В [3] была предпринята попытка объяснить аномальную величину измеряемой ЭДС по сравнению с ожидаемой на основе температуры ударного сжатия. Наиболее вероятным механизмом этого эффекта, по мнению авторов [3], является превышение электронной температуры над решеточной. Следует отметить также работы [4—6], в которых развивается гипотеза фононного увлечения. В работах [7, 8], где исследовалась пара Al—Bi, высказано предположение, что электрический сигнал, возникающий до выхода ударной волны из Bi на второй контакт и не зависящий от толщины образцов, может быть связан с диффузией электронов через фронт ударной волны. При исследовании пары Cu—Ni в [9] получено среднее значение ЭДС, существенно меньшее, чем в работах [1—6]. Расхождение измеряемой ЭДС и расчетной (по температуре ударного сжатия) в [9] связывается с зависимостью коэффициента термо-ЭДС от давления и неточностью расчетных формул для граничной температуры двух материалов. В работе [10] отмечается, что возможным механизмом электрических сигналов, наблюдаемых в [1—6], является ударная поляризация металлов. Поведение электрических сигналов при ударном сжатии лантаноидов, по мнению авторов [11], в ряде случаев позволяет исключить из рассмотрения контактную разность потенциалов. Оценка сверху ЭДС по механизму ударной поляризации [8] дает значение порядка  $10^{-3}$  В для типичных металлов, что на порядок меньше величин, наблюдаемых в опытах. В то же время [8] не исключена роль этого эффекта в металлах типа висмута. В работах [12—14] анализировались эксперименты по ударному нагружению висмута с точки зрения существования тепловой волны перед фронтом ударной волны. В [15, 16] изучалось несколько пар металлов с целью использования их в качестве датчиков давления. На основе измерения ЭДС, возникающей при набегании на контакт медь — константан возрастающего профиля давления, в [17] сделан вывод, что сигнал у этой пары определяется, в основном, давлением, существующим в данный момент на контакте. Авторы работ [18, 19] причиной аномальной величины сигналов пары Cu—Ni считают превышение температуры контакта над температурой ударного сжатия за счет скольжения поверхностных слоев контактирующих металлов при прохождении через контакт ударной волны. В [18] показана возможность измерения температуры в процессе соударения пластин и ударном нагружении порошков.

Подводя некоторые предварительные итоги, можно сделать вывод, что электрические процессы, происходящие на фронте сильной ударной

волны в металлах в настоящее время не ясны полностью. Предложено довольно много различных механизмов, каждый из которых может быть ответствен за аномально большую величину и характерные особенности наблюдаемых сигналов.

В настоящей работе сделана попытка выяснить процессы, происходящие на фронте сильной ударной волны и за ней, с целью использования электрических эффектов, возникающих при прохождении ударных волн через контакт двух металлов, для исследования параметров ударного сжатия.

### Эксперимент

Схема экспериментов аналогична схеме работ [2, 3]. Ударная волна вводилась в образцы через медный экран (М1). В качестве образцов использовался никель марки НПА-1, а также W, Mo, Nb, в которых содержание основного материала было не менее 99%. Диаметр образцов из Ni, Mo, Nb был равен 10 мм, из W 6 мм, высота 4÷6 мм. Поверхности образцов шлифовались грубой наждачной бумагой, кроме одной серии экспериментов с парой Cu—Ni при давлении 400 кбар, в которой поверхности образцов и экрана полировались.

Ударная волна в образцах создавалась взрывной системой, состоящей из генератора плоской детонационной волны и блока ВВ. Использовались заряды литого ТГ 50/50 с диаметром блока ВВ 40 мм и высотой 15 мм (генератор 1), а также диаметром 70 мм и высотой 70 мм (генератор 2). Время спада массовой скорости за фронтом детонации у генератора 1 составляет величину порядка 1 мкс. Изменение массовой скорости за фронтом детонации у генератора 2 за время порядка 2 мкс было незначительно. В некоторых экспериментах использовалась схема с нагружением разогнанной пластиной. Для получения меньших давлений применялись насыпные ВВ — гексоген, аммонит, аммонит+селитра (50/50). Диаметр и высота заряда ВВ в этом случае были 70 мм, а плотность 1 г/см<sup>3</sup>.

Давление в образцах вычислялось по известной из эксперимента скорости ударной волны и ударной адиабаты материалов [20]. Ошибка в величине давления, полученного таким образом, не превышала 10%.

Схема экспериментов в попытках с измерениями ЭДС при соударении пластин приведена на рис. 1, а. Никелевый образец диаметром 10 мм касался медной пластины только в центре на диаметре 2 мм. Ударное нагружение осуществлялось генератором. На рис. 1, б приведена схема измерения ЭДС при ударном нагружении границы раздела порошков меди и никеля. Порошки размещались в фторопластовой форме и имели среднюю плотность 4,55 г/см<sup>3</sup>. Размер фракции порошков меди

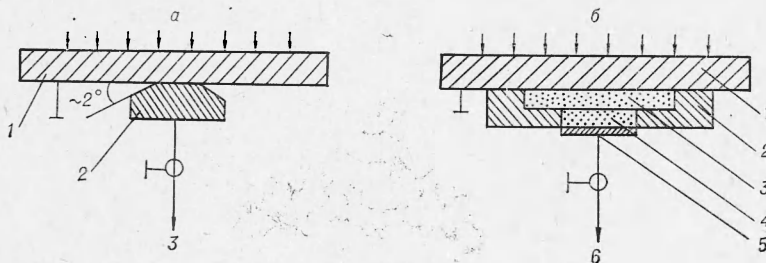


Рис. 1. Схемы экспериментов. Стрелками показано направление распространения ударной волны.

а) 1 — медный экран, 2 — никелевый образец, 3 — на вход усилителя; б) 1 — медный экран, 2 — фторопластовая форма, 3 — медный порошок, 4 — никелевый порошок, 5 — медная фольга толщиной 1 мм, 6 — на вход усилителя.

и никеля изменялся от  $1 \div 10$  мкм до 0,5 мм. Ударная волна вводилась в образцы через медный экран толщиной 6 мм. Толщина слоя порошка меди  $h$  составляла 2 мм. Диаметр пористого образца из меди был равен 20 мм, из никеля 5 мм. Толщина слоя никеля  $H$  изменялась от 5 до 40 мм. Второй электрод был из медной фольги толщиной 1 мм. Проводились опыты с расположением никелевого порошка непосредственно на медном экране. Ударное нагружение осуществлялось такими же взрывными системами, как и в опытах с монолитами. Давление в порошках оценивалось по измеренному давлению в медном экране и ударной адиабате порошка меди [21].

В серии экспериментов с парой Cu—Ni, в которой поверхности образцов полировались до зеркального блеска, среднее измеренное значение ЭДС по десяти экспериментам равно  $11 \pm 3$  мВ при давлении 400 кбар (рис. 2, а). В четырех экспериментах было зафиксировано минимальное значение 8 мВ. Приведенные значения соответствуют моменту времени входа  $t_1$  ударной волны в образец. В ряде экспериментов в момент  $t_1$  появляется резкий выброс ЭДС длительностью порядка  $10^{-7}$  с той же полярности, что и исследуемый сигнал. В этом случае ЭДС регистрировалась в момент времени, соответствующий началу ее плавного изменения. В опытах с шероховатыми поверхностями (рис. 2, б) средняя измеренная ЭДС по восьми опытам равна  $19 \pm 3$  мВ при давлении 400 кбар. Амплитуда выброса в момент входа ударной волны в образец достигала 32 мВ. Минимальная измеренная ЭДС в опытах с полированными поверхностями 8 мВ соответствует температуре  $320^\circ\text{C}$ , а температура на контакте, рассчитанная по известным температурам ударного сжатия Cu и Ni [9, 21], равна  $260^\circ\text{C}$ , что соответствует ЭДС, равной 7 мВ.

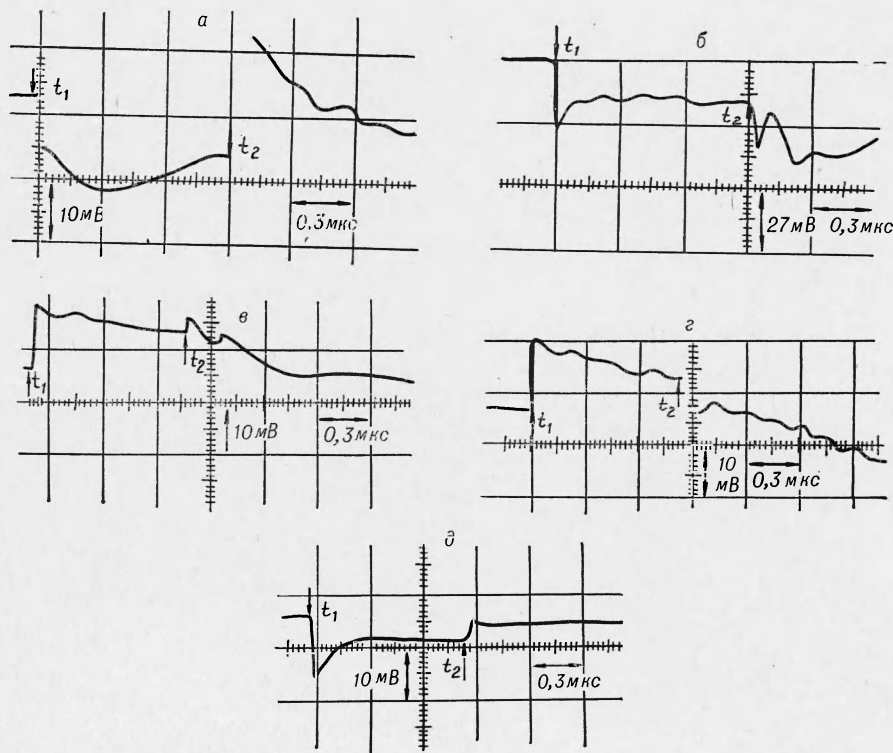


Рис. 2. Осциллограммы опытов с парами ( $p$  — давление ударной волны;  $\delta$  — толщина образца):

а) Cu—Ni,  $p=400$  кбар,  $\delta=5,2$  мм; б) Cu—Ni,  $p=400$  кбар,  $\delta=5,4$  мм; в) Cu—W,  $p=530$  кбар,  $\delta=3,95$  мм; г) Cu—W,  $p=530$  кбар,  $\delta=3,9$  мм; д) Cu—Nb,  $p=230$  кбар,  $\delta=4,3$  мм.

Таблица 1

| Пара  | $p$ , кбар | ЭДС, мВ    | Пара  | $p$ , кбар | ЭДС, мВ   |
|-------|------------|------------|-------|------------|-----------|
| Cu—Ni | 700        | $40 \pm 4$ | Cu—Mo | 450        | $8 \pm 1$ |
|       | 400        | $19 \pm 3$ |       | 260        | $5 \pm 1$ |
|       | 240        | $19 \pm 2$ |       | 140        | $5 \pm 1$ |
|       | 130        | $10 \pm 1$ | Cu—Nb | 380        | $5 \pm 1$ |
|       | 50         | $10 \pm 1$ |       | 230        | $5 \pm 1$ |
| Cu—W  | 530        | $10 \pm 1$ |       | 130        | $2 \pm 1$ |
|       | 310        | $6 \pm 1$  |       |            |           |
|       | 170        | $6 \pm 1$  |       |            |           |

Данные по величине ЭДС при соответствующих давлениях для исследуемых пар приведены в табл. 1 и рис. 2. Рис. 2, *а* — *в*, *г* соответствуют опытам с нагружением генератором 1, рис. 2, *з* — генератором 2. На рис. 3, *а* приведена осциллограмма опыта по нагружению порошка, состоящего из частиц размером  $0,1 \div 0,5$  мм (порошок 1) генератором 1. На рис. 3, *б* — *е* показаны осциллограммы опытов по нагружению порошка, состоящего из частиц размером  $1 \div 10$  мкм (порошок 2) (*з*, *е*) и порошка 1 (*б*, *в*, *д*) при соответствующих толщинах меди и никеля генератором 2. На рис. 4, *а*, *б* приведены осциллограммы опытов по нагружению соответствующих порошков с использованием в качестве ВВ аммонита. Осциллограммы рис. 4, *в*, *г* соответствуют ВВ аммонит + гранулированная селитра 25/75.

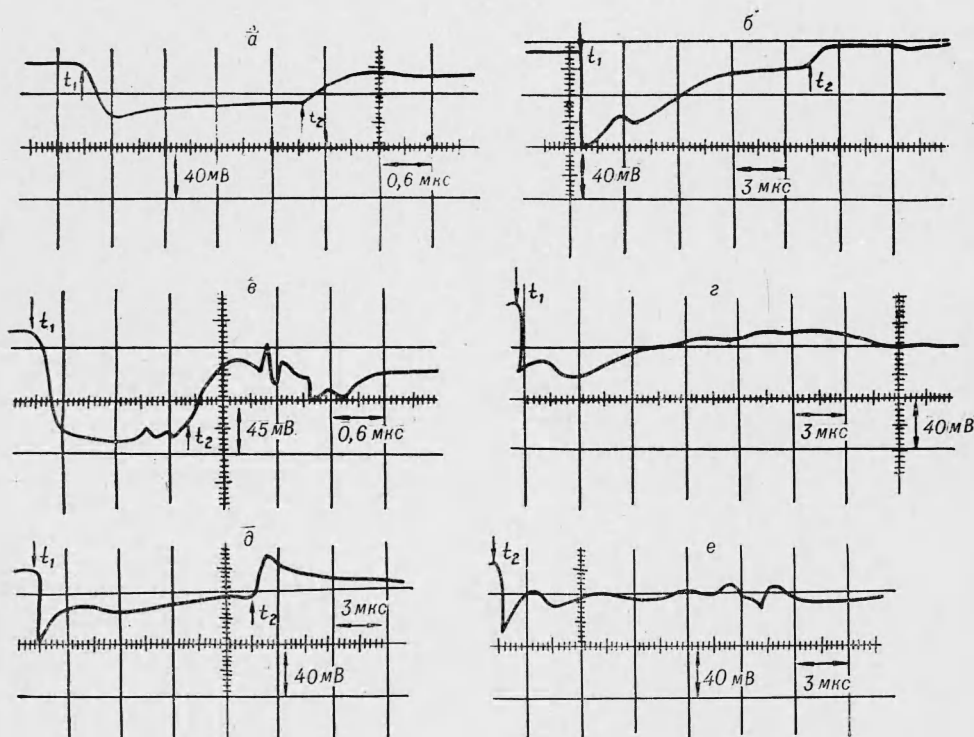


Рис. 3. Осциллограммы опыта по нагружению порошка генераторами 1 и 2.  
*а*)  $h=2$  мм,  $H=6,4$  мм; *б*)  $h=2$  мм,  $H=40$  мм; *в*)  $h=2$  мм,  $H=5,4$  мм; *г*)  $h=2$  мм,  $H=40$  мм; *д*)  $h=0$ ,  $H=40$  мм; *е*)  $h=0$ ,  $H=40$  мм.

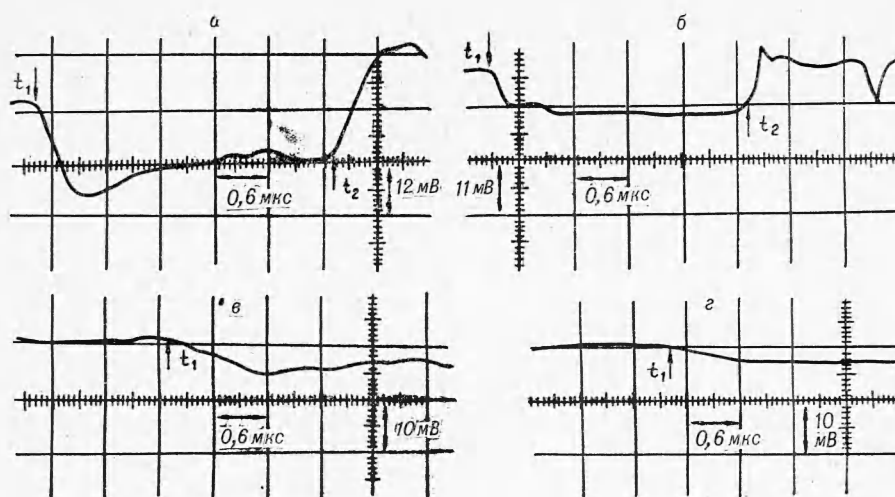


Рис. 4. Осциллограммы опытов по нагружению соответствующих порошков:  $h=2$  мм,  $H=6$  мм.

а) порошок 1; б) порошок 2; в) порошок 1; г) порошок 2.

В табл. 2 приведены результаты опытов для соответствующих ВВ и порошков. Значения ЭДС соответствуют моменту входа ударной волны в никель. Данные для ТГ (50/50) в табл. 2 приводятся для генератора 2. Значения ЭДС средние из 3÷6 опытов. Данные для температур больше  $1000^{\circ}\text{C}$  получены экстраполяцией тарировочной кривой пары  $\text{Cu-Ni}$  [22].

Таблица 2

| ВВ                      | Мелкая фракция |                                    |              | Крупная фракция |                                    |              | Расчетные значения    |            |
|-------------------------|----------------|------------------------------------|--------------|-----------------|------------------------------------|--------------|-----------------------|------------|
|                         | ЭДС, мВ        | $T_{\text{экс}}, ^{\circ}\text{C}$ | $\tau$ , мкс | ЭДС, мВ         | $T_{\text{экс}}, ^{\circ}\text{C}$ | $\tau$ , мкс | $T, ^{\circ}\text{C}$ | $p$ , кбар |
| ТГ (50/50)              | $64 \pm 4$     | 1750                               | 0,06         | $74 \pm 4$      | 1900                               | 0,3          | 2100                  | 150        |
| Гексоген                | $21 \pm 2$     | 750                                | 0,06         | $33 \pm 4$      | 1050                               | 0,4          | 1050                  | 75         |
| Аммонит                 | $6 \pm 1$      | 260                                | 0,06         | $20 \pm 2$      | 750                                | 0,6          | 400                   | 30         |
| Аммонит+селитра (25/75) | $3 \pm 1$      | 150                                | 1,2          | $7 \pm 1$       | 300                                | 1,2          | —                     | —          |

### Обсуждение результатов экспериментов

1. Рассмотрим первое предположение авторов [3] об усилении термоэлектрического эффекта при ударном нагружении. Ударно-сжатый металл, как это будет видно из дальнейшего, находится в зоне градиентов электронной температуры, что может сделать существенным изменение коэффициента термо-ЭДС с давлением. В модели идеального металла [23] при  $T > \Theta$ , где  $\Theta$  — температура Дебая ( $\sim 200 \div 400$  К), коэффициент термо-ЭДС.

$$S = \frac{\pi^2 k^2 T}{e \eta_0},$$

где  $\eta_0 = \frac{h^2}{8m} \left( \frac{3n_0}{\pi} \right)^{2/3}$  — энергия Ферми при температуре 0 К;  $e$  — заряд



электрона;  $h$  — постоянная Планка;  $m$  — эффективная масса электрона;  $n_0$  — плотность электронов проводимости.

В этой модели изменение  $S$  с давлением может происходить за счет изменения  $\eta_0$ , если пренебречь зависимостью от давления  $m$ . При параметрах типичных металлов, например меди, изменение  $\eta_0$  при давлении 500 кбар, что соответствует сжатию  $\frac{V}{V_0} \simeq 0,8$ , составляет величину 0,1 мкВ/град. Это не может объяснить наблюдаемую аномальную величину сигналов (см. табл. 1). К аналогичному выводу приходят и авторы работы [11]. Однако идеальная модель металла далеко не полно описывает термоэлектрические свойства. В лучшем случае, она может претендовать на объяснение порядка величины коэффициента термо-ЭДС некоторых металлов, например меди, серебра, щелочных металлов. В то же время знак и величина  $S$  у ряда металлов, например переходных, вообще не объясняется этой простой моделью [23]. Исследованные материалы относятся именно к этой группе. Известно [24], что  $S$  этих металлов пропорционален производной от функции плотности состояний  $N(\epsilon)$  по энергии, взятой при  $\epsilon = \eta$ .

Для переходных металлов  $N(\epsilon)$  имеет сложный вид с несколькими минимумами и максимумами [24]. В этом случае даже малое изменение энергии Ферми (на 0,1 В) может приводить к существенному изменению коэффициента термо-ЭДС, причем совершенно не обязательно в сторону его увеличения. Если у Ni изменение кривой плотности состояний и уровня Ферми не приводит к выходу последнего за пределы линейного участка [25]  $N(\epsilon)$ , то можно ожидать у Ni слабой зависимости  $S$  от  $p$ . Точный расчет изменения  $S$  с  $p$  представляет сложную задачу. Экспериментально эта зависимость в статических условиях для ряда металлов изучалась в [26]. Характерным является слабая зависимость коэффициента термо-ЭДС от давления до 100 кбар.

Таким образом, исходя из проведенного анализа, можно ожидать существенного изменения коэффициента термо-ЭДС с давлением у переходных металлов. Вклад давления в изменение обычного эффекта термо-ЭДС может быть выяснен пока только экспериментальным путем для каждой пары металлов. Следует отметить, что приложение давления к одному из контактов двух металлов не должно вызывать появление в цепи электрического тока, если между контактами нет разности температур [26]. При динамическом нагружении дополнительная разность энергий Ферми на контакте двух металлов по сравнению с нормальным случаем будет компенсироваться соответствующими разностями на фронтах ударных волн в образце и экране. Более того, изменение коэффициента термо-ЭДС с давлением будет давать эффект только тогда, когда ударно-сжатый металл находится в зоне градиентов электронной температуры.

2. Авторами [3] выдвинуто предположение о высокой неравновесной температуре электронного газа за счет наличия на фронте ударной волны электрического поля. Его величина, способная объяснить экспериментальные значения ЭДС, по оценке авторов [3] составляет  $10^5$  В/м. В [3] для оценки поля используется, по существу, формула для классического газа. Учет вырождения электронного газа и того, что ионы в металле расположены в решетке [27], приводит к значению поля на порядок больше, чем указано в [3]. Если предположить, что аномальная величина сигналов связана с существованием за фронтом электрического поля порядка  $10^6$  В/м в течении 1 мкс (см. рис. 2), то ЭДС, сосредоточенная в пространстве за фронтом, будет иметь величину  $10^3$  В, что на пять порядков больше ЭДС, фиксируемых в опытах. Если же считать, что такое поле существует только на самом фронте ударной волны, то после выхода из этой зоны электроны придут в тепловое рав-

новесие с решеткой за  $\tau_e \sim 10^{-12}$  с, где  $\tau_e$  — характерное время обмена энергией между электронами и решеткой [25]. Аномальная величина сигналов наблюдается в течение  $10^{-6}$  с (см. рис. 2).

Таким образом, предположение о высокой неравновесной температуре электронов как причине аномальной амплитуды сигналов является маловероятным.

3. В работах [4—6] развивается гипотеза фононного увлечения, однако в них используется неоправданно большое значение коэффициента термо-ЭДС за счет этого эффекта, равное  $\frac{1}{3} \frac{k}{e}$ . Подобное рассмотрение в нормальных условиях приводит к значениям коэффициентов термо-ЭДС, намного превышающим экспериментальные. Неудивительно поэтому, что в определенной области давлений получается удовлетворительное объяснение аномальной величины амплитуд сигналов.

Роль эффекта увлечения в нормальных условиях мала [24]. Фактором, приводящим к его увеличению под действием давления, является изменение температуры Дебая  $\Theta$  [3]. Однако при давлениях в несколько сот килобар изменение составляет около 10% [21]. Поскольку эффект увлечения пропорционален  $\Theta$ , то такого же порядка будет и его изменение, что не может объяснить величины амплитуды наблюдаемых сигналов. Следует отметить, что ударная волна генерирует большое число решеточных дефектов, которые ведут к уменьшению роли эффекта увлечения [24].

По нашему мнению, роль этого явления при давлениях в несколько сот килобар мала и оно не может быть ответственным за наблюдаемые амплитуды сигналов. При давлении 1 Мбар можно ожидать заметное изменение вклада эффекта увлечения в регистрируемое ЭДС. Это происходит за счет изменения с давлением температуры Дебая.

4. В работе [11] выдвинут ряд возражений против контактной природы электрических сигналов. Основой одного из них является тот факт, что в окрестности фазового перехода у иттербия ЭДС остается примерно постоянной. Однако хотя коэффициент термо-ЭДС и является очень чувствительным параметром по отношению к изменениям в электронной структуре, тем не менее неясно, почему при данном фазовом переходе ЭДС должна изменяться на величину  $\geq 10$  мВ [11].

Далее в [11] отмечается, что поскольку время установления контактных электрических процессов, которое, по мнению авторов, имеет порядок  $10^{-13}$  с, много меньше характерных времен изменения сигналов ( $10^{-6} \div 10^{-7}$  с), такого рода процессы не могут быть ответственными за наблюдаемые сигналы. Здесь можно заметить, что хотя размер области, в которой сосредоточена контактная разность потенциалов, имеет, по-видимому, порядок  $10^{-6}$  см, тем не менее время установления термодинамического равновесия контакта с объемом материала может определяться другим масштабом, например характерным размером неровностей контакта [18].

Изменение знака ЭДС у иттербия по мере движения фронта ударной волны по образцу может быть связано с процессами релаксации, приводящими к изменению энергии Ферми [8], и не противоречит контактной природе ЭДС. Отметим, что в ряде случаев, по мнению авторов [11], контактная природа наблюдаемых эффектов не исключена.

В пользу контактной природы наблюдаемых сигналов говорят эксперименты работ [15—17]. Однако, по мнению авторов [17], электрический сигнал полностью определяется давлением, существующим в данный момент на контакте, что в работе не доказано. Тем не менее данное явление для пар металлов, характеризующихся зависимостью коэффициента термо-ЭДС от давления, по-видимому, может быть ис-

пользовано для качественной оценки профиля давления, как предлагается в работах [17, 28].

5. В работах [18, 19] аномальный характер величины сигналов при ударном нагружении пары Cu—Ni связывается с отличием температуры контакта от температуры ударного сжатия материалов при прохождении через контакт ударной волны. Действительно, площадь касания даже полированных поверхностей может на несколько порядков отличаться от их геометрической площади [29]. При прохождении ударной волны поверхностные слои при схлопывании зазоров скользят друг относительно друга. При массовой скорости за фронтом 1 км/с и типичном угле неровностей в несколько градусов относительная скорость скольжения достаточна [29] для создания поверхностной температуры 1000°C.

Это предположение хорошо объясняет эксперименты с парой Cu—Ni при пропускании через контакт спадающего примерно за одну микросекунду профиля давления. Действительно, время остывания поверхностного слоя  $x$ , нагретого за счет трения и деформации неровностей,  $t \sim \frac{x^2}{a}$ , где  $a$  — коэффициент температуропроводности материалов.

При грубой обработке поверхности  $x \approx 10$  мкм и при  $a \approx 0,1 \div 1$  см<sup>2</sup>/с  $t = 10^{-6} \div 10^{-5}$  с. Большая величина этого времени может объяснять постоянство сигналов в опытах с парами Cu—Ni и Cu—Nb (см. рис. 2). Поскольку давление существенно изменяется за 1 мкс, то постоянный характер ЭДС может говорить о слабой зависимости  $S$  от  $p$ . Если обработать поверхность достаточно тщательно ( $x \approx 1$  мкм), то при том же значении  $a$  время остывания  $t = 10^{-8} \div 10^{-7}$  с. В этом случае, если ударная волна подходит к поверхности достаточно плоско, фиксируемая в эксперименте температура при  $t = 10^{-7}$  с и температура ударного сжатия объема материала должны быть близки, что и наблюдалось в ряде наших экспериментов (см. рис. 2, а).

Высокая температура для трущихся поверхностей достигается уже при скорости скольжения 10 м/с. Поэтому можно ожидать слабой зависимости ЭДС от давления ударной волны в том диапазоне давлений, где зависимость  $S(p)$  незначительна, температура ударного сжатия мала, а относительная скорость скольжения при схлопывании зазоров около 10 м/с. (У зависимости ЭДС от давления для пары Cu—Ni (см. табл. 1) участок постоянной ЭДС находится в интервале давлений 200 ÷ 400 кбар.)

Эффект превышения температуры контакта над температурой ударного сжатия объема материала должен проявляться и для других пар. Результаты опытов с парой Cu—Nb, как уже отмечалось, говорят в пользу того, что основной вклад в аномальную величину сигналов дает так же, как и на паре Cu—Ni, высокая температура контакта. В то же время данные для пар Cu—Mo, Cu—W не позволяют однозначно утверждать, что изменение коэффициента термо-ЭДС этих пар с давлением мало. Действительно, при прохождении через контакт этих металлов спадающего профиля давления ЭДС также уменьшается (см. рис. 2, в). Однако в экспериментах с парой Cu—W при использовании генератора 2 спад сигнала такой же, как и в опытах с генератором 1 (см. рис. 2, г). Зависимость ЭДС от давления у этих пар также имеет постоянный участок (см. табл. 1). Такое поведение сигналов с точки зрения проведенного анализа может быть связано либо с зависимостью коэффициента термо-ЭДС этих пар от давления, либо с малым размером высокотемпературного слоя на контакте Cu—Mo, Cu—W, релаксация которого и приводит к наблюдаемому виду ЭДС. Следует отметить, что характер тепловыделения на контакте может зависеть от профиля спада давления за фронтом ударной волны, а на спад давления на контакте может влиять боковая разгрузка.



Возможность превышения температуры контакта над температурой ударного сжатия объема материала отмечалась также в работах [30, 31] в связи с оптическими измерениями температуры ударно-сжатого Mg.

6. Влияние давления на величину термо-ЭДС зависит от того, находится ли ударно-сжатый металл в зоне градиентов электронной температуры. Решение этого вопроса связано с выяснением относительного расположения скачка давления в металле и фронта нарастания электронной температуры. В качестве одной из возможных причин аномальной величины сигналов в работах [3, 8, 11] отмечалась возможность превышения электронной температуры над решеточной. Краткий анализ этого явления проведен выше, однако структура ударной волны в металлах, связанная с релаксацией электронов и решетки к тепловому равновесию, представляет самостоятельный интерес.

Предположим, что электронный газ и решетка описываются соответствующими температурами  $T_e$  и  $T_p$ , а релаксация к тепловому равновесию описывается временем релаксации  $\tau_e$ . Это предположение справедливо при  $\tau_e, \tau_p \ll \tau_e$ , где  $\tau_e, \tau_p$  — времена установления теплового равновесия соответственно в электронном газе и решетке. При  $T_e, T_p \sim \sim 10^3$  К  $\tau_e \sim 10^{-13}$  с [23],  $\tau_p \sim 10^{-13}$  с [24] и  $\tau_e \sim 10^{-12}$  с [25], т. е. приведенное выше условие является реальным. Рассмотрение с этой точки зрения тепловых процессов в металлах при действии светового импульса проведено в [32].

Поскольку рассматривается поведение электронной температуры, то для достаточно сильных ударных волн фронт ударной волны в решетке можно заменить температурным разрывом [33]. Электронный газ при переходе через фронт может нагреваться вследствие изменения поступательной энергии электронов, за счет сжатия и за счет теплообмена с решеткой. Влияние первого процесса мало, так как изменение скорости электронов определяется их связью с решеткой, а не вязкими силами в электронном газе. Второй процесс, как легко видеть из адиабаты вырожденного электронного газа [34]  $VT_e^{3/2} = \text{const}$ , также несуществен. Для меди, например, при  $p = 1$  Мбар  $\frac{V}{V_0} = 0,737$  [20] и  $\Delta T$  за счет сжатия ( $\sim 70^\circ \text{C}$ ) пренебрежимо по сравнению с температурой за фронтом ( $2000^\circ \text{C}$ ). Электронный газ при переходе через фронт ударной волны нагревается главным образом вследствие обмена энергией с решеткой, что слабо изменяет ее температуру из-за малой теплоемкости электронного газа [23]. Если для простоты считать коэффициенты теплопроводности и теплоемкости не зависящими от температуры, то в системе фронта получим следующее уравнение для электронной температуры:

$$y'' + y' + (1 - y)b = 0,$$

где  $y = \frac{T_e}{T_p}$ ;  $b = \frac{a}{\tau_e \cdot u^2}$ ;  $a$  — температуропроводность электронного газа;  $\tau_e$  — время релаксации электронов и решетки к тепловому равновесию;  $u$  — массовая скорость вещества. Дифференцирование проведено по безразмерной переменной  $z = \frac{xu}{a}$ . Фронт ударной волны находится в точке  $x = 0$ . При  $x < 0$   $b = b_2$ , а при  $x > 0$   $b = b_1$ . Граничные условия:

$$\text{при } x = \pm \infty \quad T_e = T_p,$$

$$T_e|_{x=0} = T_e|_{x=0+},$$

$$a_2 \frac{\partial T_e}{\partial x} - T_e u \Big|_{x=0} = a_1 \frac{\partial T_e}{\partial x} - T_e u \Big|_{x=0+}.$$

Рассмотрим наиболее интересные случаи.

1. Перед фронтом ударной волны — типичный металл и его свойства несущественно изменяются при ударном сжатии, что соответствует  $b_1 \approx b_2 \gg 1$ . Профиль  $T_e$  симметричен относительно  $x=0$ ; при  $x=0$   $T_e \simeq \frac{T_{p1} + T_{p2}}{2}$ , где  $T_{p1}$  и  $T_{p2}$  — температуры решетки соответственно

перед и за фронтом. Размер зон релаксации для меди примерно  $10^{-5}$  см.

2. За фронтом — типичный металл, а перед фронтом — материал, характеризующийся большей длиной свободного пробега электронов и большим временем релаксации  $\tau_e$  по сравнению с типичным металлом. Это соответствует  $b_2 \gg 1$ ;  $b_1 \ll b_2$ . Профиль  $T_e$  характеризуется близостью электронной температуры при  $x=0$  к равновесной температуре за фронтом и большой зоной прогрева перед фронтом ударной волны по сравнению с зоной релаксации за фронтом. Величина зоны прогрева перед фронтом ударной волны в типичных металлах при  $T_{p1} \sim 1$  К может достигать 1 мм. Действительно, если пренебречь затуханием тепловой волны, ее размер  $L = \frac{a}{D}$ , где  $D$  — скорость ударной волны. При низкой температуре  $a \sim 10^5$  см<sup>2</sup>/с [23],  $D \sim 5 \cdot 10^5$  см/с и  $L \sim 1$  мм. Факт близости температуры электронного газа на скачке к равновесной за фронтом можно использовать для измерения температур за фронтом ударных волн в металлах. Распространение тепловых волн в металлах при температурах, близких к абсолютному нулю, изучалось в работе [35]. В чистом олове при 4 К была зафиксирована скорость распространения тепловых волн на базе 1 см, равная 1 см/мкс, которая примерно в 2 раза больше скорости звука. Поэтому, если источником тепловых возмущений будет служить ударная волна, то при аналогичных условиях перед ее фронтом будет существовать тепловой предвестник.

Висмут — это материал, уже при комнатной температуре имеющий аномально большой свободный пробег ( $\sim 10^{-4}$  см) [36] и аномально малую эффективную массу электронов [37]. Это может приводить к размеру зоны прогрева перед фронтом ударной волны  $\sim 1$  мм [13]. Предлагаемая модель структуры ударной волны [12—14] удовлетворительно объясняет ряд экспериментов с Вi.

7. На основе экспериментов и проведенного анализа пара Cu—Ni может быть использована в качестве датчика температуры, как это предлагалось в работе [18].

Измеренная температура в опытах с соударением пластин в максимуме сигнала выше температуры плавления меди ( $1083^\circ\text{C}$ ) при нормальных условиях и ниже температуры плавления при давлении 400 кбар ( $2200^\circ\text{C}$ ) [38]. Быстрый спад сигнала до 20 мВ, что соответствует температуре  $700^\circ\text{C}$ , говорит о малой толщине нагретого поверхностного слоя  $x$ , величину которого можно оценить по формуле  $x \sim \sqrt{at} \sim 10$  мкм ( $a$  — температуропроводность меди  $\sim 1$  см<sup>2</sup>/с);  $t$  — время спада сигнала ( $\sim 1$  мкс)). Максимум остаточной температуры, зафиксированный в [39], равен  $700^\circ\text{C}$ .

В опытах с порошками сигнал возникает в момент входа ударной волны в пористый никелевый образец. Важное отличие опытов с порошками по сравнению с опытами на монолитных образцах состоит в большей величине времени роста сигналов. К этому могут приводить следующие причины:

1) неплоскостность фронта ударной волны и неровность границы раздела порошков Cu и Ni;

2) конечная ширина фронта ударной волны в порошке. Наблюдаемое в эксперименте время нарастания сигнала  $\tau$  определяется суммой этих двух факторов. Поэтому в табл. 2 приведены минимальные времена нарастания сигнала из каждой серии опытов. Эти данные могут рассматриваться как оценки сверху размера фронта температуры ударной

волны в порошке. Для крупной фракции на основании данных по скорости ударной волны [21] верхняя оценка размера фронта  $D\tau$  равна 0,7 мм, т. е. примерно в два раза больше максимального размера фракции. Интересно сравнить данные по температуре, полученные из ударной адиабаты порошка меди [21] плотностью  $\rho = 4,55 \text{ г/см}^3$ , с экспериментальными данными. В табл. 2 приводятся результаты, полученные с помощью соотношений [40]

$$T = \frac{E - E_0}{c}, \quad E - E_0 = \frac{1}{2} p (V_0 - V),$$

с учетом того, что потенциальная энергия, приобретаемая при ударном сжатии порошка такой начальной пористости [21], пренебрежимо мала, так как его адиабата в исследованном диапазоне давлений фактически не выходит за плотность монолита (эффект плавления не учитывается).

Из табл. 2 и рис. 3, 4 видно, что во всем исследованном диапазоне давлений наблюдается превышение измеренной средней температуры в порошке 1 над средней температурой в порошке 2, уменьшающееся с увеличением давления. Если считать, что ударная адиабата порошка определяется только его плотностью [40] и измеряемая температура в порошке 2 близка к равновесной за фронтом из-за малой величины фракции, то наблюдаемая разность температур указывает на отсутствие термодинамического равновесия за фронтом ударной волны в порошке крупной фракции, особенно в нижней области давлений.

Следует отметить, что приводимые в табл. 2 значения давлений могут рассматриваться только как оценочные. Превышение расчетной температуры над измеряемой может быть связано с завышением рассчитываемого давления, например, вследствие неучета затухания ударной волны в порошке. Так, нагружение порошка 1 генератором 1 (см. рис. 3, а) приводит к уменьшению температуры примерно в 1,5 раза по сравнению с нагружением генератором 2 (см. рис. 3, б), в то время как давление в медном экране от этих двух генераторов одинаково.

При использовании длинных образцов Ni ( $H = 40 \text{ мм}$ ) время измерения увеличивается до 10 мкс. При всех исследованных давлениях ЭДС за это время релаксирует к значениям, существенно меньшим ЭДС в начальный момент (см. рис. 3). Эта релаксация не может быть прямо связана со спадом давления, так как использование генератора 1 приводит к слабому спаду ЭДС за  $\sim 3 \text{ мкс}$ , а давление за это время полностью спадает (см. рис. 3, а). Причины такого поведения ЭДС могут быть следующими:

1) перемешивание частиц порошка меди и никеля, попадание никеля на медный холодный экран и вследствие этого падение измеряемой ЭДС;

2) образование сплавов меди с никелем. Роль этого эффекта при малых временах записи мала, так как для того, чтобы образовавшийся сплав мог искажать запись температуры, необходимо его нахождение в зоне градиентов температуры. Влияние этого эффекта возрастает при высоких температурах и, по-видимому, мало при температуре несколько сот градусов.

Поскольку размер фронта ударной волны в порошке 1 сравним с расстоянием, проходимым ударной волной до измерения, можно ожидать эффектов, связанных с нестационарностью процесса ударного нагружения на этих расстояниях.

В опытах с расположением никелевого порошка непосредственно на медном экране без прослойки медного порошка (см. рис. 3, д, е) можно учесть влияние первого фактора и исключить влияние второго. ЭДС в момент входа ударной волны в порошок ( $t_1$ ) имеет примерно ту

же величину, что и в опытах с прослойкой медного порошка (см. рис. 3, б—г), хотя температура медного экрана гораздо меньше температуры ударного сжатия порошка меди. По-видимому, это связано с трением частиц никеля о медный экран. После первого скачка ЭДС в описанных опытах наблюдается более быстрая релаксация к постоянному значению, чем в опытах с прослойкой медного порошка. Релаксация ЭДС происходит к одному значению (20 мВ) для порошка 1 и 2 (см. рис. 3, д, е), что соответствует 750°С и хорошо согласуется с температурой на границе двух сред  $T_{гp}$ , которые имеют разные начальные температуры [41].

$$\frac{T_{гp} - T_{Ni}}{T_{Cu} - T_{Ni}} = \frac{K_e}{1 + K_e}; \quad K_e = \sqrt{\frac{\rho_1 c_1 k_1}{\rho_2 c_2 k_2}},$$

где  $\rho$ ,  $c$ ,  $K$  — соответственно плотности, удельные теплоемкости и коэффициенты теплопроводности меди и никеля. Если пренебречь зависимостью коэффициентов  $\rho$ ,  $c$ ,  $k$  от температуры и давления, то  $\frac{K_e}{1 + K_e} = 0,67$ . При  $T_{Ni} = 2100^\circ\text{C}$ ;  $T_{Cu} = 190^\circ\text{C}$ ;  $T_{гp} = 820^\circ\text{C}$ , что хорошо согласуется с измеренным значением 750°С.

Подведем краткие итоги проведенного исследования.

1. На основе анализа различных механизмов аномальной величины сигналов и процессов на фронте ударной волны в металлах показано, что наиболее вероятными причинами аномальной ЭДС является высокая неравновесная температура контакта из-за деформации неровностей и трения поверхностных слоев при прохождении через контакт ударной волны и зависимость коэффициента термо-ЭДС у переходных металлов от давления. При давлении  $\sim 1$  Мбар не исключена роль эффекта фононного увлечения.

2. Эксперименты, проведенные на паре Cu—Ni, показали, что зависимость коэффициента термо-ЭДС данной пары от давления незначительна. Результаты для других исследованных пар не позволяют сделать такого однозначного вывода.

3. На основе рассмотрения предложенной модели ударной волны в металлах показано, что размер зоны неравновесных температур в типичных металлах имеет порядок  $10^{-5}$  см при температуре перед фронтом 300 К. В то же время при низкой температуре ( $\sim 1$  К) в чистых типичных металлах возможно появление тепловой волны на расстояниях  $\sim 1$  мм от фронта ударной волны.

4. Проведены измерения температуры при высокоскоростном соударении пластин, которые показали, что в данном режиме соударения при временах порядка  $10^{-7}$  с средняя температура в зоне соударения не поднимается выше температуры плавления меди при  $p = 400$  кбар, но больше температуры плавления в нормальных условиях.

5. Эксперименты по ударному нагружению порошков позволили выявить размер температурного фронта ударной волны в порошке и показали удовлетворительное согласие измеренной температуры и оценочной. Температура в порошке крупной фракции 0,1÷0,5 мм выше температуры в порошке фракции 1÷10 мкм во всем диапазоне исследованных давлений и это различие уменьшается с ростом давления. Зависимость средней температуры от размера фракции указывает на отсутствие термодинамического равновесия в порошке.

Автор выражает благодарность А. А. Дерибасу и А. М. Ставеру за постоянное внимание к работе и ценные обсуждения, А. С. Старостиной за помощь в проведении экспериментов.

Поступила в редакцию  
13/VIII 1974



## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Jaquesson. Bull. G. A. M. A. C. 1959, IV, 4, 33.
2. В. С. Илюхин, В. Н. Кологривов. ПМТФ, 1962, 5.
3. J. Crosnier, J. Jaquesson, A. Migault. 4-th Symp. on Detonation Proc. U. S. Govt. Priht. off. 1965.
4. A. Migault, J. Jaquesson. Symposium H. D. P., Paris, 1968.
5. H. Conze, J. Crosnier, C. Berard. "Symposium H. D. P." Paris, 1968.
6. A. Migault, J. Jaquesson. J. de Physique, 1972, 33, 599.
7. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев и др. Письма ЖЭТФ, 1968, 7, 6.
8. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, с. 597.
9. О. И. Бужинский, С. В. Самылов. ФТТ, 1969, 11, 10.
10. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов и др. ЖЭТФ, 1970, 10, 1091.
11. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов и др. ЖЭТФ, 1971, 61, 1 (7), 254.
12. А. А. Дерибас, В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер. ФГВ, 1972, 8, 2.
13. В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер, Б. К. Стырон. ФГВ, 1973, 9, 3.
14. В. Ф. Нестеренко. ФГВ, 1974, 11, 5.
15. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов, В. В. Полюдов. ФГВ, 1972, 8, 4.
16. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов. ЖТФ, 1973, XIII, 9.
17. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов, В. М. Титов. ФГВ, 1974, 10, 2.
18. В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер. ФГВ, 1974, 10, 6.
19. В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер. Тез. IV Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. М., РИО ИХФ АН СССР, 1974.
20. R. G. McQueen, S. P. Marsh. J. Appl. Phys, 1960, 31, 7.
21. Р. Мак-Куин, С. Марш и др. В кн. Высокоскоростные ударные явления. М., «Мир», 1973.
22. Методы измерения температуры. Ч. II. М., ИЛ, 1964.
23. Ф. Блатт. Физика электронной проводимости в твердых телах. М., «Мир», 1971.
24. Дж. Займан. Электроны и фононы. М., «Мир», 1962.
25. G. C. Fletcher, E. P. Wohlfarth. Phil. Mag. 1951, 42, 106.
26. Ф. Банди. В кн. Физика высоких давлений. Под ред. К. Свенсона. М., ИЛ, 1969.
27. В. Л. Гинзбург, В. П. Шабанский. Докл. АН СССР, 1955, 100, 3.
28. J. Jaquesson, J. P. Romain a. o. 5-th Symposium on Detonation Proc. Virdinid, 1970.
29. Ф. П. Боуден, Д. Тейбор. Трение и смазка твердых тел. М., «Машиностроение», 1968.
30. P. A. Urtiew, R. Grover, J. Appl. Phys., 1974, 45, 1.
31. R. Grover, P. A. Urtiew. J. Appl. Phys., 1974, 45, 1.
32. С. И. Анисимов, Я. А. Имас и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.
33. Я. Б. Зельдович, С. Б. Кормер, В. Д. Урлин. ЖЭТФ, 1968, 55, 5, 1631.
34. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. М., «Наука», 1964.
35. Гитфельд. В кн. «Физическая акустика». Т. 5. М., «Мир», 1973.
36. A. N. Pirragd, R. G. Chambers. Proc. Phys. Soc., 1952, A65, 955.
37. Yi Нап Као. Phys. Rev., 1963, 129, 1122.
38. В. Д. Урлин. ЖЭТФ, 1965, 49, 2 (8).
39. И. Д. Захаренко. ФГВ, 1971, 7, 2.
40. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.
41. А. В. Лыков. «Теория теплопроводности. М., ГИТТЛ, 1962.

УДК 534.222.2

## СТОЛКНОВЕНИЕ ПЛОСКИХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В АММОНИТЕ 6ЖВ

А. А. Дерибас, Н. А. Костюков, А. М. Ставер

(Новосибирск)

Постановка и решение задачи о столкновении плоских детонационных волн были опубликованы в [1, 2]. Решение этой задачи позволило авторам [1, 2] определить величину угла перехода регулярного