

Рис. 3. Влияние индуктивности на форму $I(t)$:
 а) осциллограммы опытов с ЦТС-19 при: $p=20$ кбар, $l=1,5 \pm 0,1$ мм, $R=1$ Ом, $C_1=900$ мк·мкФ, $L=70$ (1), 25 (2) и 3 (3) нГн; метки времени — 0,1 мкс, $V=168$ В; стрелками показаны моменты входа и выхода УВ из образца; развертка слева направо; б) расчетные кривые $I'(t')$ для контура RLC_1 (вблизи $t'=0$); α и ω соответственно следующие: 1 — 1,3; 35,8; 2 — 2,5; 50; 3 — 5; 71.

На рис. 3, а приведены осциллограммы $I(t)$, полученные в опытах с образцами ЦТС-19 при различных значениях L . Учет реальных параметров измерительной цепи приводит в соответствии с (18) к кривым рис. 3, б, которые качественно хорошо описывают начальные участки соответствующих экспериментальных кривых.

Поступила в редакцию
21/V 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. З. Новицкий, Е. С. Тюнькин и др. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, стр. 602.
2. С. Е. Reynolds, G. E. Seay. J. Appl. Phys., 1962, 33, 7, 2234.
3. W. J. Halpin. J. Appl. Phys., 1966, 37, 7, 153; 1968, 39, 12, 3821.
4. В. Н. Зубарев. ПМТФ, 1971, 2, 119.
5. Р. М. Зайдель. ЖЭТФ, 1968, 54, 4, 1253.
6. А. Г. Иванов, Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий. ЖЭТФ, 1968, 54, 1, 285.
7. F. E. Allison. J. Appl. Phys., 1965, 36, 7, 2111.
8. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1967, 53, 1, 237.
9. Ю. В. Лисицын, В. Н. Минеев, Е. З. Новицкий. ПМТФ, 1970, 3, 56.
10. А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий. ПМТФ, 1966, 5, 104.
11. В. В. Якушев, О. К. Розанов, А. Н. Дремин. ЖЭТФ, 1968, 54, 2, 396.

УДК 534.222.2+536.531

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕРМОСОПРОТИВЛЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ УДАРНО-СЖАТЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

А. Н. Дремин, В. П. Иванов, А. Н. Михайлов
 (Москва)

При ударном сжатии веществ обнаружены многочисленные фазовые переходы, изменения оптических и электрических свойств, поляризация и различные химические реакции [1]. Для выяснения кинетики

данного превращения необходимо знание условий ударного сжатия, т. е. давления, плотности вещества и температуры. Первые два параметра определяются достаточно точно измерением скоростей движения ударной волны и вещества. Для определения температуры конденсированных сред обычно пользуются теми или иными предположениями о виде уравнения состояния [2].

Экспериментально измеряют температуру по свечению ударной волны [3]. Из-за малости пробега светового излучения метод применим только к прозрачным веществам, что резко ограничивает его возможности. Давления, при которых такими методами можно определить температуру, обычно выше 0,5 Мбар.

Большинство же обнаруженных физико-химических превращений наблюдается при ударном сжатии в сотню или несколько сотен килобар. Попытки измерить температуру с помощью термпар не дали удовлетворительного результата из-за аномально высокой э. д. с. в этих условиях, что приписывают действию динамического давления [4]. Поэтому задача непосредственного измерения температуры при сравнительно невысоких давлениях и для непрозрачных веществ остается одной из актуальнейших задач динамической физики высоких давлений.

В настоящей работе сделана попытка для определения температуры ударно-сжатых тел применить термосопротивление. В качестве исследуемой среды был выбран полиметилметакрилат (плексиглас), ударное сжатие которого изучалось многими авторами.

Датчик 1 — термосопротивление из Ni в виде тонкой металлической фольги (6,5; 9,5; 45 и 100 мк) — помещался в плексиглас 2, как показано на рис. 1. За несколько микросекунд до подхода фронта ударной волны (ФУВ) к датчику подключался источник постоянного тока (~ 8 А). С приходом ударной волны происходило изменение сопротивления датчика, обусловленное влиянием давления и собственным нагревом в ударной волне. После прохождения ФУВ датчик движется с массовой скоростью среды, нагревается от нее и также изменяет свое сопротивление.

Изменениями размеров датчика из-за нагрева пренебрегаем, поскольку, как это будет видно дальше, этот добавочный нагрев очень невелик. Геометрическая картина задачи и некоторые обозначения ясны из рис. 2.

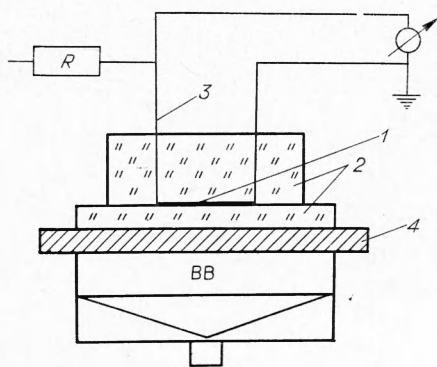


Рис. 1. Схема экспериментального устройства.

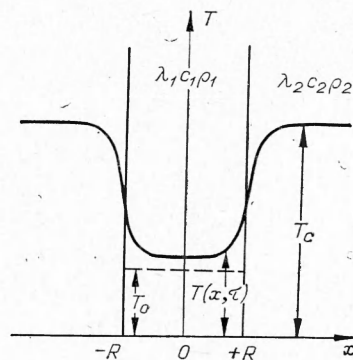


Рис. 2. Геометрическая картина тепловой задачи нагрева датчика.

T_0 , T_c , $T(x, \tau)$ — начальная температура датчика, температура среды и текущая температура датчика на расстоянии x и в момент τ ; $\lambda_1 c_1 \rho_1$ и $\lambda_2 c_2 \rho_2$ — теплопроводность, теплоемкость и плотность датчика и среды; R — координаты границы датчик — среда.

Задача нагревания датчика решалась в приближении неограниченной пластины с граничными условиями четвертого рода [5]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial T_1(x, \tau)}{\partial \tau} - a_1 \frac{\partial^2 T_1(x, \tau)}{\partial x^2} \quad (\tau > 0, \quad -R < x < +R); \\ T_1(x, 0) = T_0, \quad T_2(x, 0) = T_c; \\ \pm k_\lambda \frac{\partial T_1(\pm R, \tau)}{\partial x} = \pm \frac{\partial T_2(\pm R, \tau)}{\partial x}; \\ T_1(\pm R, \tau) = T_2(R, \tau), \quad \frac{\partial T_1(0, \tau)}{\partial x} = 0; \\ \frac{\partial T_2(\pm \infty, \tau)}{\partial x} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (I)$$

Момент прихода ФУВ на датчик принимается за $\tau=0$. Индекс 1 везде относится к датчику, индекс 2 — к среде. T_0 и T_c — начальные температуры датчика и среды в ударной волне; $a = \frac{\lambda}{c \cdot \rho}$ — температуропроводность; λ — теплопроводность; c — теплоемкость; ρ — плотность; $k_\lambda = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$.

Решение (I) имеет вид [5] (для фиксированных R и τ):

$$\frac{T_1(R, \tau) - T_0}{T_2 - T_0} = \frac{1}{1 + k_\varepsilon} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-h)^{n-1} \operatorname{erfc} \frac{(2n-1)R \pm \bar{x}}{2\sqrt{a_1\tau}}. \quad (1)$$

Здесь проведено усреднение по толщине датчика, что и отображено значком \bar{x} ; $k_\varepsilon = \frac{\sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1}}{\sqrt{\lambda_2 c_2 \rho_2}}$ — отношение тепловых активностей датчика и среды.

$$h = \frac{1 - k_\varepsilon}{1 + k_\varepsilon}; \quad \operatorname{erfc} u = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-u^2} \cdot du,$$

где $u = \frac{(2n-1)R \pm \bar{x}}{2\sqrt{a_1\tau}}$. $T_1(R, \tau)$ характеризует температурный нагрев датчика, т. е. в какой-то момент времени $\tau > 0$ температура датчика толщиной $2R$ равна

$$T_1(\bar{x}, \tau) = T_0 + T_1(R, \tau).$$

Различные механизмы рассеяния в первом приближении дают аддитивный вклад в сопротивление (правило Матиссона [6]). Тогда изменение сопротивления датчика можно представить как сумму двух членов:

$$\delta(R, \tau) = \delta(\rho_1, T_0) + \alpha T_1(R, \tau). \quad (2)$$

Первый член — изменение сопротивления во фронте ударной волны (из-за изменения плотности с давлением), где температурный коэффициент сопротивления изменяется от α_0 до α и его можно записать

$$\delta(\rho_1 T_0) = \frac{\alpha_0 + \alpha}{2} T_0 + \delta(\rho_1) \quad (3)$$

(ρ_1 — плотность металла при ударном сжатии); второй — это изменение сопротивления, вызванное нагреванием датчика от среды за фронтом ударной волны. Нагрев датчика сильно зависит от его толщины, поскольку процесс теплообмена в условиях ударного сжатия ограничивается несколькими микросекундами, т. е. в зависимости от толщины датчика относительное изменение его сопротивления будет описываться или формулой (3) — «толстые» датчики, когда температурный нагрев датчика от среды практически равен нулю (в опытах это 45 и 100 мк), или формулой (2) — «тонкие» датчики (6,5 и 9,5 мк).

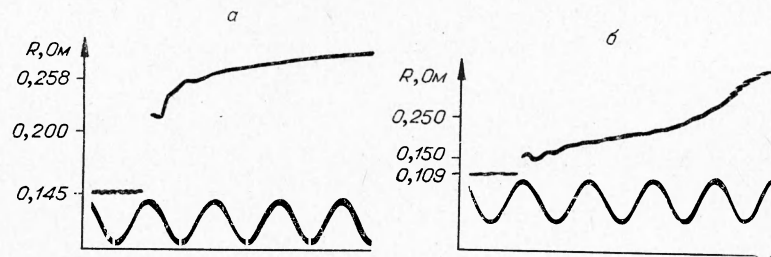


Рис. 3. Осциллограммы изменения сопротивления датчиков толщиной 6,5 мк (а) и 9,5 мк (б).

Нижний луч — сигнал частотой 1 МГц.

Разделение на «толстые» и «тонкие» датчики определяется тем, что в случае датчиков толщиной 45 и 100 мк на осциллограммах после первого скачка не наблюдается дальнейшего возрастания сигнала. На датчиках 6,5 и 9,5 мк после первого скачка наблюдается нарастание сигнала, т. е. дальнейшее увеличение сопротивления вследствие повышения температуры из-за прогрева (рис. 3). Тогда разница изменений сопротивлений «тонких» и «толстых» датчиков обусловлена нагревом «тонких» датчиков от среды

$$\Delta\delta(R, \tau) = \alpha T_1(R, \tau). \quad (4)$$

Таким образом, имеются уравнения (1); (3); (4) и неизвестные

$$T_0; T_1; T_c; \lambda_1; c_1; \delta(\rho); \alpha; \lambda_2 \cdot c_2.$$

Взяв изменение сопротивления датчиков различной толщины в различные моменты времени, можем составить следующую систему:

$$\frac{\Delta\delta(R_1, \tau_1)}{\Delta\delta(R_2, \tau_1)} = \frac{\alpha T_1(R_1, \tau_1)}{\alpha T_1(R_2, \tau_1)} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} (-h)^{n-1} \operatorname{erfc} \frac{(2n-1) \cdot R_1 + \bar{x}}{2 \sqrt{a_1 \tau_1}}}{\sum_{n=1}^{\infty} (-h)^{n-1} \operatorname{erfc} \frac{(2n-1) \cdot R_2 + \bar{x}}{2 \sqrt{a_1 \tau_1}}}; \quad (5)$$

$$\frac{\Delta\delta(R_1, \tau_1)}{\Delta\delta(R_1, \tau_2)} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} (-h)^{n-1} \operatorname{erfc} \frac{(2n-1) R_1 + \bar{x}}{2 \sqrt{a_1 \tau_1}}}{\sum_{n=1}^{\infty} (-h)^{n-1} \operatorname{erfc} \frac{(2n-1) R_1 + \bar{x}}{2 \sqrt{a_1 \tau_2}}},$$

откуда найдем a_1 и h_1 , т. е. будут известны значения еще двух соотношений:

$$a_1 = \frac{\lambda_1}{c_1 \rho_1}; \quad (6)$$

$$k_2 = \frac{\sqrt{\lambda_1 c_1 \rho_1}}{\sqrt{\lambda_2 c_2 \rho_2}}. \quad (7)$$

Считая, что в этих условиях выполняется закон Видемана — Франца,

$$\frac{\lambda_1}{\sigma_0 (T_0 + 273)} = \text{const.} \quad (8)$$

Поскольку при решении тепловой задачи предполагалось, что λ_1 не зависит от температуры, можно записать

$$\sigma_0 (T_0 + 273) = \sigma_1 (T_0 + T_1 + 273), \quad (9)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{\sigma_0^*}{1 + \delta \cdot (\rho_1, T_0)}; \quad \sigma_1 = \frac{\sigma_0^*}{1 + \delta(R, \tau)};$$

σ_0^* — проводимость в нормальных условиях ($p=1$ атм, $T=0^\circ\text{C}$). Никелевая фольга в рассматриваемых условиях сначала нагружается до 207 кбар, а затем адиабатически разгружается до давления плексигласа 90 кбар. По данным работы [7], для Ni получим в этом случае $T_0=52^\circ\text{C}$ ¹. Окончательно имеем семь неизвестных, уравнения (1), (3), (4), (8), (9) и соотношения (6), (7). В таблице показаны $\delta(\rho, T_0)$ и $\delta(R, \tau)$ через разное время после прихода ударной волны на датчик (среднее из трех-четырех опытов).

На основе данных таблицы были вычислены $\Delta\delta(R, \tau)$ и составлены 10 соотношений типа (5) для $R=4,75$ и $3,25$ мк и $\tau=1,0; 1,5$ и $2,0$ мкс. Суммы

$$\sum_{n=1}^{\infty} (-h)^{n-1} \operatorname{erfc} \frac{(2n-1)R \pm \bar{x}}{2\sqrt{a_1\tau}}$$

вычислялись при $a_1=0,14; 0,16; 0,18$ и $0,20$ см²/с.

При вычислении функции ошибок ограничились двумя членами, так как $\operatorname{erfc} u$ быстро стремится к 0 и при $u=2,5$ он равен 0,0004. Значения x брались 0; 1; 2; 3 мк, если $R=3,25$ мк и 0,1; 2; 3; 4; 4,5 мк, если $R=4,75$ мк.

Затем проводилось усреднение по x . Так как $-1 < h < 0$, то значения сумм колебались в некоторых пределах. Далее

$2R \cdot 10^4, \text{ см}$	$\tau \cdot 10^6, \text{ с}$		
	1,0	1,5	2,0
6,5	$102,7 \pm 2,7$	$111,2 \pm 2,8$	$118,2 \pm 3,7$
9,5	$91,3 \pm 1,5$	$99,4 \pm 2,5$	$106,3 \pm 3,4$
45 и 100	$62,1 \pm 1,2$	$64,5 \pm 1,2$	$67,5 \pm 1,4$

отношения вычисленных сумм для разных a_1 сравнивались с экспериментальными и определялись h для каждого a_1 . Построив зависимость $h = h(a_1)$ вдоль всех десяти соотношений, были найдены a_1 и h , являющиеся точками пересечения кривых. Таким образом, было получено $a_1 = 0,175 \pm 0,012$ см²/с, $h = -0,60 \pm 0,045$, $k_e = 4,0 \pm 0,56$.

Из формул (4) и (9) было найдено

$$\alpha = \frac{1 + \delta(\rho, T_0)}{T_0 + 273}$$

Через 1,0 мкс $\alpha = 0,00497 \pm 0,00004$ г/град, через 1,5 мкс $\alpha = 0,00505 \pm 0,00004$ г/град, через 2,0 мкс $\alpha = 0,00513 \pm 0,00004$ г/град.

Изменение сопротивления, обусловленное влиянием изменения динамического давления, таково: через $1 \cdot 10^{-6}$ с $\delta(\rho_1) = 32,1 \pm 1,5\%$, через $1,5 \cdot 10^{-6}$ с $\delta(\rho_1) = 34,2 \pm 1,5\%$, через $2,0 \cdot 10^{-6}$ с $\delta(\rho_1) = 37,0 \pm 1,5\%$.

Таким образом, действие динамического давления приводит к возрастанию сопротивления. Это можно объяснить большим вкладом рассеяния электронов на дефектах решетки, концентрация которых под действием ударных волн может значительно возрасти. Интересно, что со временем член $\delta(\rho_1)$ растет. Считая, что такая пропорциональность сохранится все время действия волны ($\sim 5-6$ мкс), при спаде давления до нуля $\delta(\rho_1) \approx 40-50\%$. В работе [8] было измерено остаточное сопротивление меди при -196°C . После нагружения до 100 кбар и полной разгрузки сопротивление Cu возросло на 31%, что объяснялось именно появлением дефектов. Найдены значения теплопроводности и

¹ Можно не пользоваться определенной таким образом температурой T_0 , если экспериментально определить величину a/c_1 . Для этого в момент прихода ударной волны на датчик, толщина которого позволяет считать, что он практически не нагревается от среды за время эксперимента, необходимо пропускать через него такой силы электрический ток, чтобы он заметно нагревался и изменял сопротивление, тогда $c_1 m dT = 0,24 R_0 \cdot [1 + \alpha T(R\tau) + f(\rho T_0)] \cdot I^2 d\tau$; $\frac{\alpha}{c_1} k(\tau_2 - \tau_1) = \ln \frac{1 + \delta(R, \tau_2)}{1 + \delta(R, \tau_1)}$, где $k = \frac{0,24 R_0 I^2}{m}$. В настоящей работе этот метод не был отработан.

теплоемкости никеля: $\lambda_1=0,165\pm 0,007$ кал/см·с·град; $c_1=0,101\pm 0,012$ кал/г·град. (Ошибка перекрывает различие λ и c при 1; 1,5 и 2 мкс.) При нормальном давлении и $T=76^\circ\text{C}$ $\lambda_1=0,215$ кал/см·с·град; $c_1=0,112$ кал/г·град.

Возможное уменьшение длины свободного пробега электронов, связанное с ростом концентрации дефектов, объясняет и уменьшение электропроводности. Произведение $\lambda_2c_2=0,00602\pm 0,0026$ кал²/см·с·град возрастает в 15—30 раз по сравнению с нормальными. Из работы [3] следует, что теплоемкость плексигласа существенно зависит от температуры и плотности и при 90 кбар должна быть примерно раза в три больше нормальной. Следовательно, теплопроводность плексигласа увеличивается примерно в 10 раз.

Вычисленная таким образом температура плексигласа при 90 кбар оказалась равной $350\pm 80^\circ\text{C}$. Полученное значение находится в хорошем согласии с рассчитанной в работе [3] температурой плексигласа при 90 кбар (300—400°С).

Таким образом, предлагаемый метод дает разумные значения температуры. Довольно значительная ошибка связана с тем, что приходится из экспериментальных данных получать ряд теплофизических констант в этих условиях. При определении некоторых из них каким-то независимым образом ошибка может быть существенно уменьшена, так как при этом появится возможность отказаться от некоторых из использованных допущений.

*Поступила в редакцию
14/V 1973*

ЛИТЕРАТУРА

1. D. G. Dorn, R. K. Linde. Solid state physics, 1966, 19.
2. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 65, 2, 197.
3. С. Б. Корнер. УФН, 1968, 94, 4.
4. A. Miquault, J. Jaccusson. Effect electriques lies an passage d'une onde de chos dans des jonctions metalliques. SHDP, Paris, 1967.
5. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., 1960.
6. Д. ж. Займан. Электроны и фононы. М., ИЛ, 1962.
7. Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. Под ред. В. Н. Жаркова. М., «Мир», 1965.
8. М. А. Могилевский. ФГВ, 1970, 6, 2, 224.

УДК 541.12.03

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ ТЕЧЕНИЯ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ ПОРОШКООБРАЗНЫХ МАТЕРИАЛОВ

*Г. Е. Кузьмин, А. М. Ставер
(Новосибирск)*

1. В работе описывается способ математической обработки результатов одного класса экспериментов по сжатию порошкообразных материалов продуктами детонации конденсированных взрывчатых веществ. Эксперименты проводились по схеме, описанной ранее [1, 2]. В цилиндрическом заряде ВВ соосно помещалась ампула в виде цилиндра из