

14. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов, К. К. Шведов. ПМТФ, 1963, 6, 131.
15. В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов, С. А. Бордзиловский. ФГВ, 1982, 18, 3, 90.
16. M. Cowperthwaite, J. T. Rosenberg. Proc. Sixth Symp. (Intern.) on Detonation. Coronado, California, 1976.
17. А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев, В. Н. Минеев и др. ФГВ, 1969, 5, 3, 369.
18. В. М. Зайцев, П. Ф. Похил, К. К. Шведов. Докл. АН СССР, 1960, 133, 1, 155.
19. А. А. Воробьев, А. Н. Дремин, Г. Н. Канель. ПМТФ, 1974, 5, 94.
20. В. С. Ильюхин, П. Ф. Похил, О. К. Розанов и др. Докл. АН СССР, 1960, 131, 4, 793.
21. N. L. Coleburn, T. P. Liddiard. J. Chem. Phys., 1965, 44, 1229.
22. S. J. Jacobs, T. P. Liddiard, B. E. Drimmer. Ninth Symp. (Intern.) on Combustion, 1963.
23. V. M. Boyle, L. H. Ervin. Compendium of shock wave data. Law. Liv. Lab., Section C, 1977.
24. W. V. Garn. J. Chem. Phys., 1959, 30, 819.
25. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
26. Е. Н. Александров, В. А. Веретенников, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1968, 4, 3, 400.
27. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1966, 2, 3, 19.

## ВОЗМОЖНОСТИ ТЕНЗОМЕТРИИ В ПРОЦЕССАХ УДАРНОГО СЖАТИЯ

В. Н. Родионов, А. И. Гончаров

(Москва)

В ударно-волновых экспериментах используют манганиновые датчики давления, дающие хорошие результаты, когда плоскости решетки датчика и ударных волн (УВ) совпадают. Для измерения давления УВ при произвольном падении фронта и в случае неплоского ударного фронта можно воспользоваться манганиновым датчиком, сопоставляя его показания с показаниями такого же датчика из константана. Дело в том, что в неоднородном поле скоростей манганиновый датчик деформируется и связанное с этим изменение сопротивления маскирует показания датчика в зависимости от давления. Чувствительность константана к давлению пренебрежимо мала в сравнении с чувствительностью манганина, а деформационная чувствительность обоих материалов близка [1]. Это различие позволяет разделить составляющие получаемого сигнала.

В настоящей работе описываются тензометрические свойства манганиновой проволоки в ударно-волновых процессах. В отличие от классической тензометрии, измеряющей главным образом упругие деформации, в стоящих экспериментах тензодатчик находился внутри образца, по которому распространяется УВ, инициируемая взрывом заряда ВВ. Испытуемые образцы готовили из оргстекла, в дальнейшем именуемого средой.

Сопротивление проводника длиной  $l$  и площадью поперечного сечения  $S$  определим из выражения

$$R = \sigma \cdot l/S, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — удельное сопротивление манганина. При измерении давления плоской УВ манганиновым датчиком длина проволоки не изменяется:

$$R(p) = \sigma(p) \frac{l_0}{S(p)} = R_0(1 + \beta p). \quad (2)$$

Здесь  $\sigma(p)$  — удельное сопротивление проволоки при давлении  $p$ ;  $S(p)$  — поперечное сечение проволоки при постоянной начальной длине проволоки;  $l_0$  и  $R_0$  — начальные значения длины и сопротивления проволоки;  $\beta$  — коэффициент пьезорезистивности манганина.

Манганиновый тензодатчик по конструкции отличается от датчика давления только расположением по отношению к фронту УВ. На рис. 1 изображена одна петля манганинового тензодатчика, показано взаимное расположение тензодатчика и движущегося со скоростью  $D$  фронта УВ,

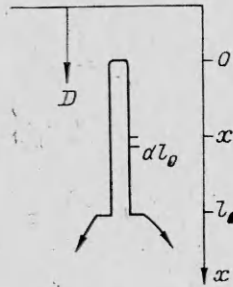


Рис. 1.

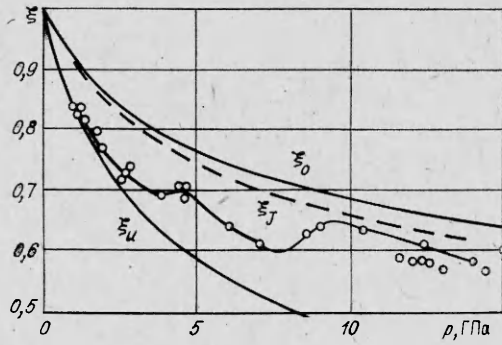


Рис. 2.

а ось  $x$  параллельна активной тензометрической оси датчика. Выберем произвольный элемент проволоки  $dl_0$  с координатой  $x$  до воздействия на нее УВ. За фронтом УВ этот элемент движется с некоторой скоростью  $v$ , а его длина

$$dl = dl_0(1 - v/D). \quad (3)$$

Сопrotивление элемента  $dl_0$  после прохождения фронта УВ

$$dR(p, \epsilon) = \sigma(p) \frac{dl_0}{S(p, \epsilon)}, \quad (4)$$

где  $\epsilon$  — деформация;  $S(p, \epsilon)$  — площадь поперечного сечения проволоки при одновременном изменении ее длины в соответствии с (3). Будем считать, что сопротивление манганина — величина скалярная (не тензор) и зависит только от давления. Объем проволоки тоже зависит только от давления

$$dV(p) = dl_0 \cdot S(p) = dl \cdot S(p, \epsilon). \quad (5)$$

В экспериментальной физике ударных волн известна методика измерения массовой скорости среды при помощи рамки из проволоки или фольги, движущейся вместе со средой в магнитном поле [2]. На основании опыта использования этой методики можно определенно сказать, что верхняя горизонтальная часть тензопетли и нижние горизонтальные участки, соединяющие тензопетлю с соседними, быстро увлекаются в движение со скоростью, равной массовой скорости среды  $u$ .

Сопrotивление всей тензопетли, когда часть ее подвергается воздействию УВ, будет определяться следующим образом:

$$R(p, \epsilon) = R_0 - R_0 \frac{Dt}{l_0} + \int_{ut}^{Dt} \sigma(p) \frac{dl}{S(p, \epsilon)}. \quad (6)$$

Из начального сопротивления тензодатчика вычитается начальное сопротивление участка, охваченного воздействием УВ, а вместо него прибавляется интеграл сопротивлений всех элементов между фронтом УВ и горизонтальным участком тензопетли, движущегося с массовой скоростью среды  $u$ . Время отсчитывается от момента прихода фронта УВ к началу тензопетли. Подставив в (6) выражение для  $S(p, \epsilon)$ , выведенное из (5) и (3), получим

$$R(p, \epsilon) = R_0 \left(1 - \frac{Dt}{l_0}\right) + \int_{ut}^{Dt} \frac{\sigma(p)}{S(p)} \left(1 - \frac{v}{D}\right) dl. \quad (7)$$

Разделив и умножив подынтегральное выражение на  $l_0$  и учитывая соотношение (2), найдем

$$R(p, \epsilon) = R_0 \left(1 - \frac{Dt}{l_0}\right) + \int_{ut}^{Dt} R_0(1 + \beta p) \left(1 - \frac{v}{D}\right) \frac{dl}{l_0}. \quad (8)$$

В предположении, что временной профиль УВ имеет вид ступеньки, выражение (8) элементарно интегрируется

$$R(p, \varepsilon) = R_0 \left\{ 1 + \frac{Dt}{l_0} \left[ (1 + \beta p) \left( 1 - \frac{v}{D} \right) \left( 1 - \frac{u}{D} \right) - 1 \right] \right\}, \quad 0 < t < \frac{l_0}{D}. \quad (9)$$

Относительное изменение сопротивления определяется из выражения

$$\frac{\Delta R(p, \varepsilon)}{R_0} = \frac{Dt}{l_0} \left[ (1 + \beta p) \left( 1 - \frac{v}{D} \right) \left( 1 - \frac{u}{D} \right) - 1 \right], \quad 0 < t < \frac{l_0}{D}. \quad (10)$$

Чтобы воспользоваться формулами (9) и (10) в случае реальной УВ, затухающей во времени, сравним производную из (10) по времени с временной производной сигнала тензодатчика при  $t \rightarrow +0$ . В работе [3] разбиралась ситуация, когда  $v = u$ , и полученные результаты отличались от расчета примерно в 2 раза при  $p \approx 10$  ГПа. Хорошее совпадение расчета и эксперимента в этом случае получается при  $v \sim 0$ . Конструкция измерительной аппаратуры описана в работе [4].

Чтобы исключить из рассмотрения пьезорезистивные свойства манганиновой проволоки у тензодатчика, введем следующую величину:

$$\xi = \frac{1 + \frac{l_0}{D} \left( \frac{d}{dt} \frac{\Delta R(p, \varepsilon)}{R_0} \right)}{1 + \frac{\Delta R(p)}{R_0}}. \quad (11)$$

Из (2) и (10) можно показать, что

$$\xi = (1 - v/D)(1 - u/D). \quad (12)$$

Возможные значения скорости  $v$  лежат в пределах  $0 < v \leq u$ .

На рис. 2 представлен график результатов опытов, а также кривые  $\xi_0$ , соответствующая  $v = 0$ , и  $\xi_u$  для  $v = u$  в зависимости от амплитуды давления УВ. На графике отчетливо выделяются три характерных участка:

- 1) при  $p < 1$  ГПа  $v = u$ ;
- 2) при  $5 < p < 7,5$  ГПа  $v \approx 0,5u$ ;
- 3) при  $p > 9$  ГПа  $v \sim v_J \ll u$ .

Скорость  $v_J$  определяется из условия сохранения импульса манганиновой проволоки, нормально расположенной к фронту УВ:

$$\sigma_{xx} S(p, \varepsilon) \cdot dt = D \cdot dm - (D - v_J) \cdot dm, \quad (13)$$

где  $\sigma_{xx}$  — осевое механическое напряжение в проволоке;  $dm = \rho_{0M} S_0 D \times \times dt$  — элемент массы проволоки плотностью  $\rho_{0M}$ . Учитывая прочность манганина  $Y = p - \sigma_{xx} \approx 0,55$  ГПа и соотношение  $S(p, \varepsilon)/S_0 = \frac{V(p)}{V_0} \times$

$\times \frac{1}{(1 - v/D)}$ , получим

$$(p - Y) \frac{V_p}{V_0} \frac{1}{\left( 1 - \frac{v_J}{D} \right)} = \rho_{0M} D^2 - \rho_{0M} D^2 \left( 1 - \frac{v_J}{D} \right). \quad (14)$$

Вычисленные из (14) значения для  $(1 - v_J/D)$  подставляем в (12) вместо  $(1 - v/D)$  и, таким образом, получаем кривую  $\xi_J$ , изображенную на рис. 2 штриховой линией.

Как известно, коэффициент пьезорезистивности манганина меняется от квазистатического значения к динамическому в диапазоне давлений УВ  $1 < p < 4$  ГПа [5]. Результаты измерений при помощи манганинового тензодатчика показывают, что переход от состояния, когда скорость проволоки, нормально расположенной к фронту УВ, равна массовой скорости среды, к состоянию, когда  $v \approx 0,5u$ , происходит примерно в том же диапазоне давлений УВ:  $1 < p < 4,5$  ГПа. Это, по-видимому, указывает на единую причину этих явлений: при  $p < 2,4$  ГПа скорость фронта УВ

меньше скорости звука  $C_1$  в манганиновом стержне, при  $p > 2,4$  ГПа  $D > C_1$ . При  $p > 7,5$  ГПа скорость фронта УВ становится больше скорости звука  $C_2$  продольных волн в безграничной среде из манганина ( $C_1 = 3680$  м/с,  $C_2 = 4600$  м/с), в результате чего наблюдается переход из второго состояния  $v \approx 0,5u$  в третье  $v \sim v_1 \ll u$ . Указанные выше участки графика рис. 2 можно отнести к: 1) дозвуковому обтеканию проволоки ударной волной, 2) околозвуковому и к 3) сверхзвуковому, при котором проволока практически сохраняет свой импульс при переходе через ударный фронт.

На рис. 3, *a — в* показаны характерные осциллограммы соответственно для первого, второго и третьего случаев обтекания проволоки ударной волной. Верхний луч — сигнал датчика давления, нижний — сигнал манганинового тензодатчика. Стрелками показаны направление временной развертки па уровне нулевого сигнала и отклонение луча, соответствующее положительному

относительному изменению сопротивления датчика. Датчик давления находится на 3—4 мм впереди начала тензопетли относительно фронта УВ, поэтому его сигнал опережает сигнал тензодатчика.

При дозвуковом обтекании после прохождения фронта УВ по тензодатчику (наклонный участок) сигнал слабо меняется и отражает величину деформации среды за фронтом УВ. В случае околозвукового обтекания после прохождения фронта по тензодатчику проволока тянется и рвется, так как горизонтальные участки тензодатчика движутся с массовой скоростью среды  $u$ , а проволока, нормально расположенная к фронту УВ, — со скоростью примерно вдвое меньшей. При сверхзвуковом обтекании происходит еще более резкий разрыв проволоки.

Описанное явление показывает, что: тензометрия в ударно-волновых процессах возможна при дозвуковом обтекании проволоки ударной волной  $D < C_1$ ; динамическая пьезорезистивность металла обуславливается не столько прочностными характеристиками, сколько сверхзвуковым (и околозвуковым) обтеканием проволоки; при конструировании различных датчиков для исследования ударно-волновых процессов следует избегать конфигураций, когда за стержневым элементом из металла, нормально расположенного к фронту УВ, следует элемент, лежащий параллельно плоскости фронта, в то время как обратная комбинация вполне допустима.

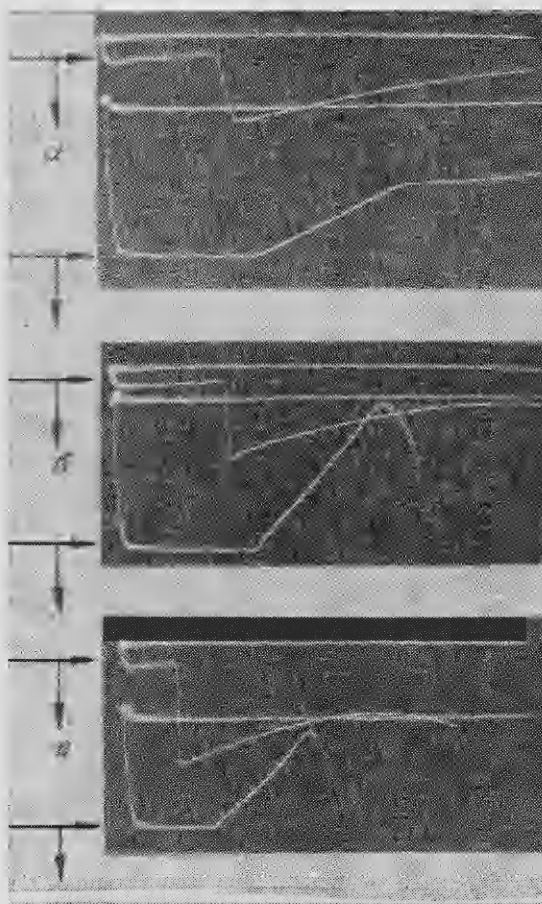


Рис. 3.

Поступила в редакцию 22/XI 1983,  
после доработки — 9/VIII 1984

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Каннель. Применение манганиновых датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред. ВИНТИ, Деп. № 477/74.
2. Физика высоких плотностей энергий/Под ред. П. Кальдиролы, Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974.
3. А. И. Гончаров, А. Г. Фомичев.— В кн.: Взрывное дело, № 76/33. М.: Недра, 1976.
4. А. И. Гончаров, А. Г. Фомичев. ФГВ, 1979, 15, 4, 148.
5. L. M. Lee. J. Appl. Phys., 1973, 44, 9, 4017.

## ОЦЕНКА УСЛОВИЙ СОХРАНЕНИЯ АМОРФНОЙ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ ПРИ КОМПАКТИРОВАНИИ ВЗРЫВОМ

*В. Ф. Нестеренко, А. В. Музыкантов*

*(Новосибирск)*

В настоящее время получен ряд металлических сплавов в аморфном состоянии [1], обладающих уникальными свойствами: прочность, коррозионная и радиационная стойкость и др. В то же время использование данных сплавов в качестве конструкционных затрудняется тем, что все способы их получения основаны на быстром охлаждении расплава, что, как правило, возможно только при его малых размерах ( $\leq 100$  мкм). Вследствие этого при закалке из расплава изготавливаются только фольги, проволоки или порошки [1].

Один из способов создания объемных изделий из аморфных порошков — компактирование взрывом [2]. Для этого процесса характерен неравновесный разогрев материала, приводящий к высокой температуре контактов частиц при сравнительно низком объемном разогреве. При этом важна зависимость температуры контактов  $T_k$  от величины фракции частиц при одинаковом давлении и начальной плотности образцов [3]: Время существования высокой неравновесной температуры контактов определяется размером прогретой зоны. Как показано в [4] на примере материалов Cu, Ni, время релаксации неравновесной температуры составляет  $\sim 5 \cdot 10^{-6}$  с при фракции частиц  $0,1 \div 0,5$  мм и давлении 6,5 ГПа. Поэтому скорость остывания контактов  $10^7 - 10^8$  К/с может превышать скорость закалки при получении аморфных сплавов  $10^5 - 10^7$  К/с.

Отличительная черта ударного сжатия — высокая скорость нагрева контактов, оцениваемая по экспериментам [3] величиной  $10^9 \div 10^{10}$  К/с. Эти особенности ударного сжатия могут приводить к образованию связей между частицами с сохранением аморфного состояния [2, 5, 6].

Однако в настоящее время недостаточно ясно установлены критерии, определяющие возможность осуществления этого процесса, и параметры нагружения, необходимые и достаточные для сохранения аморфной структуры. В работах [5, 6] отмечалось, что аморфная структура может сохраняться только при условии  $T_p < T_1$ , где  $T_p$  — расчетная температура материала после процесса ударного сжатия и установления теплового равновесия,  $T_1$  — температура примерно на 200 К выше температуры кристаллизации. Учитывая неопределенность в оценке  $T_p$  и возможность повышения температуры кристаллизации после ударно-волновой обработки [7], очевидное необходимое условие сохранения аморфной структуры можно приближенно представить в виде  $T_p < T_c$ , где  $T_c$  — температура кристаллизации [8].

Неравновесная температура контактов в процессе ударного сжатия, которая и обеспечивает получение качественного соединения частиц порошка, может в несколько раз превосходить остаточные равновесные температуры в технологической области давлений [4]. Если при этом скорости охлаждения хотя бы в некотором интервале температур будут ниже, чем в процессе получения аморфного материала, то кристаллизация