4. *Andrianov A.V., Kosarev D.I.* // Phys. Rev. B. 2000. **62**. P. 13844.
5. *Salama K., Brotzen F.R., Donoho P.L.* // J. Appl. Phys. 1972. **43**. P. 3254.
6. *Palmer S.B., Lee E.W., Islam M.N.* // Proc. Roy. Soc. A. 1972. **338**. P. 429.
7. *Давыдов В.Н., Каганов М.И.* // ЖЭТФ. 1974. **67**, №4. С. 1491.
8. *Lang J.K., Baer Y., Cox P.A.* // J. Phys. F: Metal Phys. 1981. **11**. P. 121.

Поступила в редакцию
20.12.02

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.548

ДИНАМИЧЕСКИЕ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МЕДНОЙ ПРОВОЛОКИ ПРИ БОЛЬШИХ ДЕФОРМАЦИЯХ

А. И. Коробов, Ю. А. Бражкин, Ван Нин

(*кафедра акустики*)

E-mail: akor@att.phys.msu.su

Приводится методика возбуждения упругих импульсов сжатия большой амплитуды и результаты экспериментального исследования особенностей их распространения в медной проволоке. Обнаружена зависимость скорости распространения импульса и эффективного модуля Юнга в проволоке от амплитуды импульса.

В последнее время представляется актуальным исследование особенностей распространения акустических волн в структурно неоднородных материалах. Примером таких материалов являются поликристаллические металлы, состоящие из большого количества произвольно ориентированных монокристаллов (зерен). Акустические свойства таких материалов в области пластических деформаций исследованы недостаточно [1–3]. Представляется актуальным проведение экспериментальных исследований распространения таких упругих возмущений в поликристаллических металлах, которые могут создать пластические деформации в исследуемом материале. Удобным материалом для таких исследований являются тонкие металлические проволоки, в которых вследствие малой площади поперечного сечения проще достигать пластических деформаций.

Уравнение движения при конечных деформациях можно записать в виде [4]:

$$\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma^*}{\partial x}, \tag{1}$$

где ρ — плотность материала, u — смещение, $\sigma^* = \sigma^*(\varepsilon)$ — механическое напряжение. Учитывая, что σ^* является функцией деформации $\varepsilon = \partial u/\partial x$, перепишем уравнение (1) в виде

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho}\,\frac{d\sigma^*}{d\varepsilon}\,\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{E^*}{\rho}\,\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = c^2\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \tag{2}$$

где $c = \sqrt{\frac{1}{\rho}\,\frac{d\sigma^*}{d\varepsilon}}$ — скорость распространения акустической волны, а $E^* = \frac{d\sigma^*}{d\varepsilon} = \rho c^2$ — модуль Юнга. Из экспериментальной зависимости механического напряжения σ от деформации ε для медной проволоки (рис. 1) видно, что уже при $\varepsilon \gg 10^{-4}$ эта зависимость становится нелинейной, эффективный модуль E^* зависит от величины деформации и следует ожидать зависимости скорости импульса от его амплитуды.

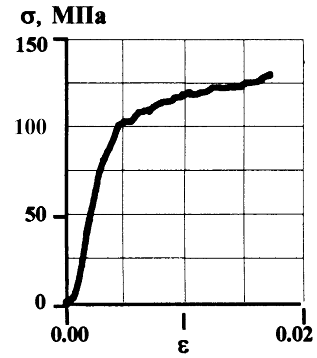

Рис. 1 Зависимость механического напряжения от деформации $\sigma = \sigma(\varepsilon)$

На образцах медной электротехнической проволоки ПЭВ-1 длиной $l = 1.28$ м и диаметром 0.75 мм были проведены экспериментальные исследования зависимости скорости распространения акустического импульса сжатия от величины деформации в нем. Для проведения измерений была создана экспериментальная установка (рис. 2). Импульс сжатия возникал при соударении стального шарика *1*, подвешенного на нити длиной 1 м, со стальной полусферой *2* (контакт Герца). Далее импульс через концентратор *3* поступает в проволоку *5*. Излучаемый в проволоку импульс контролировался с помощью пьезопреобразователя *4*, а прошедший через образец импульс принимался пьезопреобразователем *6*. Сигналы с преобразователей регистрировались с помощью двухканального цифрового осциллографа *7*.

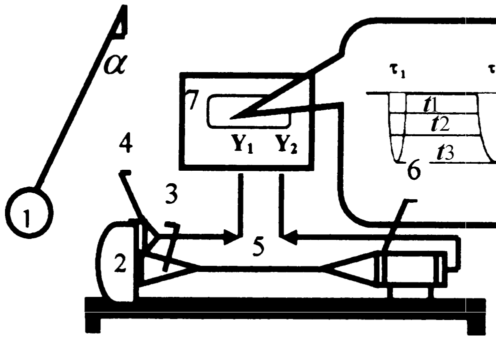

Рис. 2 Схема экспериментальной установки

При упругой деформации форма излучаемого в проволоку импульса давления P хорошо описывается функцией $P = P_0 \sin\left(\frac{\pi}{\tau_1}t\right)$ при $0 \leqslant t \leqslant \tau_1$, где τ_1 — длительность импульса излучения [5]. В наших экспериментах длительность импульса составляла $\tau_1 = 100$ мкс, а ширина спектра импульса не превышала 10 кГц. Это позволило при расчетах пренебрегать связанной с волноводным распространением дисперсией скорости импульса в проволоке, так как длина акустической волны для любой компоненты спектра была существенно больше диаметра проволоки. Амплитудное значение давления в импульсе согласно теории Герца [5, 6] определяется выражением $P_0 = k\left(\sin\frac{\alpha}{2}\right)^{2/5}$, где k — коэффициент, зависящий от размеров и материала соударяющихся тел, α — угол отклонения шарика *1* от вертикали (рис. 2). Теория Герца применима для случая, когда возникающие при ударе деформации являются упругими. Поэтому для возбуждения импульса сжатия нами использовался удар сферических тел из закаленной стали, в которой пластические деформации проявлялись при давлениях $P > 400$ МПа, а в меди пластические деформации наступают при $P > 60$–70 МПа. Для угла $\alpha = 31^\circ$, при котором проводились эксперименты, численные расчеты дали значение для $P_0 \approx 100$ МПа.

На рис. 2 изображены нормированные на свою амплитуды импульсы: импульс, излучаемый в проволоку и контролируемый преобразователем *4*, и импульс, прошедший через проволоку и принятый преобразователем *6*. Крутизна переднего фронта прошедшего импульса оказалась меньше крутизны переднего фронта импульса излучения. Длительность прошедшего импульса τ_2 увеличилась по сравнению длительностью излученного импульса τ_1. Это объясняется тем, что с увеличением амплитуды импульса возникающие в проволоке деформации переходили из области упругих в область пластических деформаций (см. рис. 1), что приводило к уменьшению величины модуля Юнга и, как следствие, к уменьшению скорости распространения фронта импульса. В эксперименте измерялось время задержки $t(t_1, t_2, t_3)$ (см. рис. 2) в проволоке от точек переднего фронта импульса излучения до точек переднего фронта прошедшего импульса. С увеличением амплитуды импульса время задержки t увеличивалось, а скорость распространения импульса сжатия $c = l/t$ — уменьшалась. Определенные таким образом значения скорости фронта импульса позволили рассчитать значения динамического модуля Юнга (2) $E^* = \rho c^2$ [2, 3] в зависимости от нормированного давления в импульсе P/E_0 (деформации) в проволоке (модуль Юнга $E_0 = 120$ ГПа для меди в случае малых линейных деформаций) — рис. 3.

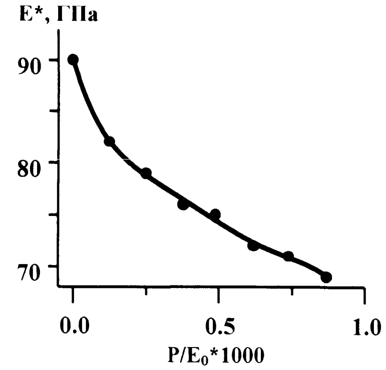

Рис. 3 Зависимость модули Юнга E^* от нормированного давления P/E_0

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования показали, что распространение импульсов сжатия большой амплитуды носит упругопластический характер. Это приводит к уменьшению значения модуля E^* с увеличением амплитуды импульса (рис. 3). Однако во всей области деформаций, возникающих в импульсе сжатия, величина E^* значительно больше статического модуля Юнга, определенного из измерений зависимости механического напряжение σ — деформация ε (рис. 1), но несколько меньше величины динамического модуля Юнга, определенного из измерений зависимости скорости распространения гармонической акустической волны малой амплитуды от статической деформации [2, 3].

Работа выполнена в центре коллективного пользования по нелинейной акустической диагностике и неразрушающему контролю физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова при поддержке грантов РФФИ № 00-15-96530, № 02-02-16186, № 02-02-17273.

Литература

1. *Руденко О.В.* // Дефектоскопия. 1993. № 8. С. 24.
2. *Korobov A.I, Brazhkin Yu, Ekonomov A.N.* // Sixth Annual International Conference on Composites Engeneering. Orlando, Florida, USA. June 27–July 3. 1999. P. 89.
3. *Коробов А.И, Экономов А.Н.* // Акуст. журн. 2002. № 5. С. 640.
4. *Дейвис Р.М.* Волны напряжений в твердых телах. М., 1961.
5. *Джонсон К.* Механика контактного взаимодействия. М., 1989.
6. *Degertekin F.L, Khuri-Yakub B.T.* // J. Acoust. Soc. Am. 1996. **99**, No. 1. P. 299.

Поступила в редакцию
25.10.02