

05.1;06.5;10

Влияние эффектов быстрой динамики на резонансные ультразвуковые колебания стержней из поликристаллических металлов

© А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия
E-mail: glazov.holo@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 29 июля 2022 г.

В окончательной редакции 13 сентября 2022 г.

Принято к публикации 14 сентября 2022 г.

Предложена теоретическая модель формирования ультразвуковых сигналов в металлических микрокристаллических стержнях с учетом метастабильного поведения их дефектных состояний. Выполнен анализ влияния метастабильных состояний дефектной структуры образцов на особенности изменения их резонансных частот в ультразвуковых экспериментах быстрой динамики. Объяснено уменьшение модуля Юнга в таких процессах. На примере резонансных упругих колебаний стержней из алюминиевого сплава Д16 продемонстрировано соответствие теоретических и экспериментальных данных.

Ключевые слова: нелинейная резонансная ультразвуковая спектроскопия, дефектная структура, механические напряжения, эффекты быстрой и медленной динамики.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.21.53709.19329

В материалах со сложной реологической структурой динамические деформационные процессы, акустические вибрации и распространение упругих волн часто характеризуются появлением специальных механических свойств, которые не могут быть объяснены в рамках обычной теории упругости. Одно из важных направлений изучения динамических механических процессов в подобных материалах с успехом развивается в рамках различных релаксационных моделей [1,2]. Нами было показано [3,4], что учет релаксационных процессов позволяет корректно описать экспериментальные данные, полученные при изучении колебаний тонких алюминиевых мембран, возбуждаемых модулированным во времени оптическим излучением. Такой подход также позволил объяснить особенности поведения лазерных ультразвуковых сигналов в напряженных образцах из алюминиевого сплава Д16 [5,6].

В работе [7] методами нелинейной резонансной ультразвуковой спектроскопии были исследованы эффекты быстрой и медленной динамики в металлических стержнях из микрокристаллического сплава алюминия Д16Т. Было показано, что в образцах с введенными механическими напряжениями проявляются заметные эффекты быстрой и медленной динамики, связанные с наличием в них метастабильных состояний дефектной структуры и приводящие к зависимости их модуля упругости от амплитуды упругих колебаний. В работе [7] были получены экспериментальные данные, подтверждающие наличие быстрых и медленных динамических процессов в образцах в сплаве Д16Т. Обнаруженное изменение резонансной частоты упругих колебаний деформированного стержня было объяснено изменением эффективно-

го модуля Юнга материала, поскольку его плотность оставалась постоянной. Представляется целесообразным дополнить экспериментальные результаты работы [7] теоретическим обоснованием изменения модуля Юнга в рамках модели, предложенной нами ранее [3–6] для объяснения особенностей поведения лазерных ультразвуковых сигналов от напряженных образцов сплава Д16. При этом в рамках настоящей работы ограничимся рассмотрением только процессов быстрой динамики.

В работе [8] показано, что изменение свободной энергии тела при наличии в нем дефектов при деформации определяется величиной $\Omega E \Delta n \varepsilon_{kk}$, где Ω — активационный объем дефекта, E — модуль Юнга, Δn — изменение концентрации дефектов при возбуждении упругих колебаний, ε_{kk} — первый инвариант тензора деформаций. В простейшей одномерной модели влияние метастабильных дефектов на продольные колебания стержня можно описать уравнением движения

$$\rho \frac{\partial^2 \varepsilon_e}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 \varepsilon_e}{\partial x^2} + E \Omega \frac{\partial \Delta n}{\partial x}, \quad (1)$$

где ρ — плотность материала стержня, ε_e — упругая деформация, t — время, x — координата вдоль оси стержня.

В общем случае уравнение (1) является нелинейным из-за возможной зависимости концентрации дефектов от внутренних напряжений, которая в простейшем случае определяется законом Аррениуса [9,10]. Указанная зависимость в линейном приближении позволяет ввести эффективный модуль Юнга.

Для определения характера изменения внутренних напряжений и эффективного модуля Юнга образца воспользуемся результатами работ [11,12] с учетом слабой

релаксации напряжений при отсутствии внешнего воздействия [13]. В работе [7] внутренние напряжения в стержень на основе сплава Д16Т вводились скручиванием одного из концов, после чего образец подвергался упругой гармонической деформации $\varepsilon_e = \varepsilon_m \sin \omega t$, и регистрировалось изменение его резонансной частоты при изменении амплитуды упругих колебаний. Экспериментальная схема возбуждения колебаний показана на рис. 1. Динамику изменения напряжений в образце в подобных условиях можно описать уравнением

$$\frac{1}{E} \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \dot{\varepsilon}_e - \dot{\varepsilon}_p = \varepsilon_m \omega \cos \omega t - \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{U - \Omega(\sigma - \sigma_p^{(0)})}{k_B T} - \frac{t}{\tau}\right), \quad (2)$$

где $\dot{\varepsilon}_p$ — скорость изменения пластической деформации материала, U — активационная энергия метастабильных дефектов, τ — время свободной релаксации напряжений, $\sigma_p^{(0)}$ — внутреннее напряжение в образце в начальный момент времени, предэкспоненциальный фактор $\dot{\varepsilon}_0$ предполагается не зависящим от напряжений, k_B — постоянная Больцмана, T — температура образца.

Решение уравнения (2) можно представить в виде

$$\sigma(t) = E \varepsilon_m \sin \omega t + \sigma_p^{(0)} + \Delta \sigma_p(t), \quad (3)$$

где

$$\Delta \sigma_p(t) = -\frac{k_B T}{\Omega} \ln \left[1 + \frac{\Omega E}{k_B T} \dot{\varepsilon} \times \int_0^t \exp\left(\frac{\Omega E}{k_B T} \varepsilon_m \sin \omega t' - \frac{t'}{\tau}\right) dt' \right],$$

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right).$$

Выражение (3) показывает, что скорость уменьшения внутренних напряжений в образце зависит от внешнего гармонического воздействия в соответствии с акустопластическим эффектом [11–13]. Присутствие релаксационных процессов в материале образца влияет на характер уменьшения напряжений.

Будем считать, что при возбуждении упругих колебаний в образце успевает установиться квазиравновесная концентрация дефектов. Тогда изменение концентрации возбужденных дефектных центров при воздействии на образец внешнего гармонического возбуждения можно оценить из соотношения

$$\Delta n \cong N \left[\exp\left(-\frac{U - \Omega(\sigma_p^{(0)} + \Delta \sigma_p + \sigma_e)}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U - \Omega(\sigma_p^{(0)} + \Delta \sigma_p^{(0)} + \sigma_e)}{k_B T}\right) \right], \quad (4)$$

где N — величина порядка концентрации атомов в материале образца, $\Delta \sigma_p^{(0)}$ — изменение во времени

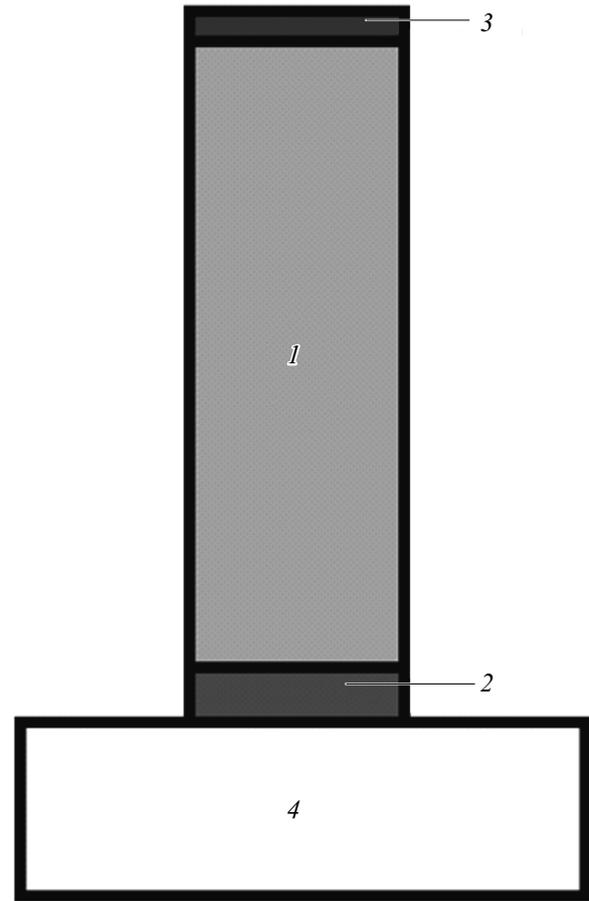


Рис. 1. Схема возбуждения и регистрации упругих колебаний стержня [7]. 1 — образец, 2 — возбуждающий пьезокерамический преобразователь, 3 — пьезокерамический датчик регистрации колебаний, 4 — массивное основание.

напряжения в образце в режиме свободной релаксации ($\varepsilon_m = 0$).

При выполнении условия $\Omega E \dot{\varepsilon} \tau < k_B T$ с помощью равенств (3) и (4) для концентрации возбужденных дефектов получим выражение

$$\Delta n \cong N' \frac{\Omega E}{k_B T} \dot{\varepsilon} \tau \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - \frac{1}{\tau} \int_0^t \exp\left(\frac{\Omega E}{k_B T} \varepsilon_m \sin \omega t' - \frac{t'}{\tau}\right) dt' \right] \exp\left(\frac{\Omega \sigma_e}{k_B T}\right), \quad (5)$$

где $N' = N \exp(-(U - \Omega \sigma_p^{(0)})/k_B T)$.

Активационный объем дефекта обычно соизмерим с объемом кристаллической решетки материала [14], который для алюминия составляет $6.6 \cdot 10^{-29} \text{ м}^3$. При таком значении активационного объема неравенство $\Omega E \dot{\varepsilon} \tau < k_B T$ для сплава Д16Т выполняется при $\dot{\varepsilon} \tau < 10^{-3}$. Оценки показывают, что для Д16Т при концентрации дефектов $\Delta n \leq 10^{26} \text{ м}^{-3}$ в выражении (5) экспоненту можно разложить в ряд. В указанных

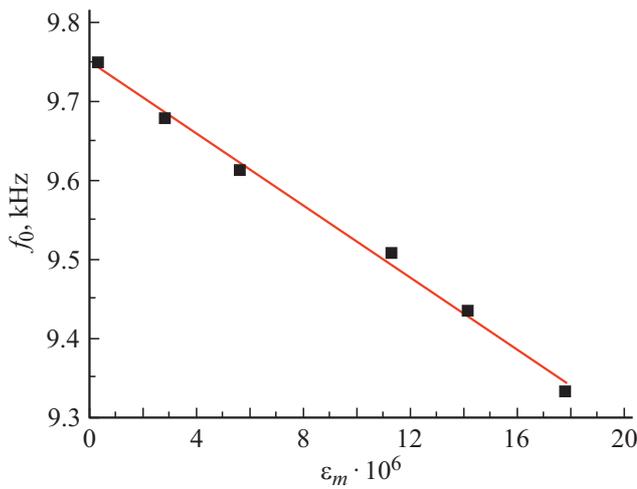


Рис. 2. Зависимость резонансной частоты от амплитуды продольной деформации. Экспериментальные точки получены на основе данных работы [7]. Прямая линия — результат линейной аппроксимации.

условиях также при $N'\Omega < 10^{-3}$ выполняется неравенство $N'\Omega(\Omega E)^2 \dot{\varepsilon}\tau < (k_B T)^2$, которое в линейном по $\Omega E \varepsilon_e / k_B T$ приближении позволяет привести уравнение движения к виду

$$\rho \frac{\partial^2 \varepsilon_e}{\partial t^2} = E_{eff}(t) \frac{\partial^2 \varepsilon_e}{\partial x^2}, \quad (6)$$

где

$$E_{eff}(t) \cong E \left[1 + N'\Omega \left(\frac{\Omega E}{k_B T} \right)^2 \dot{\varepsilon}\tau \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - \frac{1}{\tau} \int_0^t \exp\left(\frac{\Omega E}{k_B T} \varepsilon_m \sin \omega t' - \frac{t'}{\tau}\right) dt' \right) \right].$$

Коробов и др. [7] экспериментально исследовали характер изменения частоты резонансных колебаний стержней Д16Т в режиме быстрой динамики релаксационных процессов. Было установлено, что длительное воздействие гармонических колебаний приводит к стабилизации резонансной частоты стержней, причем с увеличением амплитуды колебаний эта частота уменьшается. Вычисление интеграла в $E_{eff}(t)$ при $t \rightarrow \infty$ с точностью до линейных по ε_m членов приводит к выражению

$$E_{eff}(t \rightarrow \infty) \cong E \left[1 - N'\Omega \left(\frac{\Omega E}{k_B T} \right)^3 \dot{\varepsilon}\tau \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \varepsilon_m \right]. \quad (7)$$

В работе [7] возбуждение образцов осуществлялось в режиме четвертьволнового упругого резонатора. Его первая резонансная частота определяется равенством $f_0 = \sqrt{E/\rho}/(4L)$, где ρ — плотность, L — длина образца. Если считать, что в процессе экспериментов плотность и длина образцов не изменялись, то влияние

эффектов быстрой динамики на резонансную частоту колебаний образцов можно оценить с помощью этого равенства при $E = E_{eff}$. Совместно с выражением (7) оно позволяет в линейном по амплитуде колебаний ε_m приближении определить сдвиг резонансной частоты образцов при больших временах

$$\Delta f_m \cong -\frac{1}{8L} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \Omega N' \left(\frac{\Omega E}{k_B T} \right)^3 \dot{\varepsilon}\tau \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \varepsilon_m. \quad (8)$$

Выражение (8) показывает, что увеличение амплитуды упругих колебаний стержней с дефектными состояниями приводит к уменьшению их резонансной частоты. Полученный результат соответствует экспериментальным данным работы [7]. На рис. 2 представлена зависимость резонансной частоты от амплитуды продольной деформации стержня. Эта зависимость близка к линейной с коэффициентом наклона $-24 \text{ Hz} \cdot \text{m}/\mu\text{m}$. В соответствии со сделанными выше оценками и выражением (8) такое изменение резонансной частоты стержня соответствует временам релаксации $10^{-5} - 10^{-6} \text{ s}$ при $\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$, $L = 140 \text{ mm}$, $E = 71 \text{ GPa}$, $N'\Omega \approx 10^{-3}$. Данная оценка для времени релаксации хорошо коррелирует со значением, полученным нами в экспериментах по лазерной генерации ультразвука в напряженных образцах Д16 [3,5,6].

Предложенная теоретическая модель позволяет объяснить эффекты быстрой динамики в металлических стержнях с дефектами. Она связывает динамику изменения модуля Юнга материала во времени с такими характеристиками его дефектной подсистемы, как концентрация дефектов, их время релаксации и активационный объем.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.Y. Yoritomo, R.L. Weaver, Phys. Rev. E, **102**, 012901 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevE.102.012901
- [2] J. Kober, A. Krusova, M. Scalerandi, Appl. Sci., **11**, 8631 (2021). DOI: 10.3390/app11188631
- [3] А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков, Письма в ЖТФ, **46** (10), 18 (2020). DOI: 10.21883/PJTF.2020.10.49425.18247 [A.L. Glazov, K.L. Muratikov, Tech. Phys. Lett., **46** (5), 477 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020050223].
- [4] A.L. Glazov, K.L. Muratikov, J. Appl. Phys., **128**, 095106 (2020). DOI: 10.1063/5.0013308
- [5] A.L. Glazov, K.L. Muratikov, Phys. Rev. B, **105**, 214104 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevB.105.214104
- [6] A.L. Glazov, K.L. Muratikov, J. Appl. Phys., **131**, 245104 (2022). DOI: 10.1063/5.0088327

- [7] А.И. Коробов, Н.И. Одина, Д.М. Мехедов, *Акуст. журн.*, **59** (4), 438 (2013). DOI: 10.7868/S0320791913040096 [A.I. Korobov, N.I. Odina, D.M. Mekhedov, *Acoust. Phys.*, **59** (4), 387 (2013). DOI: 10.1134/S106377101304009X].
- [8] А.М. Косевич, *Физическая механика реальных кристаллов* (Наук. думка, Киев, 1981).
- [9] S.N. Zhurkov, *Int. J. Fract.*, **1**, 311 (1965). DOI: 10.1007/BF03545562
- [10] S.N. Zhurkov, V.E. Korsukov, *J. Polym. Sci. Polym. Phys.*, **12** (2), 385 (1974). DOI: 10.1002/pol.1974.180120211
- [11] A.V. Kozlov, S.I. Selitsen, *Mater. Sci. Eng. A*, **102**, 143 (1988). DOI: 10.1016/0025-5416(88)90568-X
- [12] Г.А. Малыгин, *ФТТ*, **42** (1), 69 (2000). [G.A. Malygin, *Phys. Solid State*, **42** (1), 72 (2000). DOI: 10.1134/1.1131170].
- [13] A.V. Kozlov, S.I. Selitsen, *Mater. Sci. Eng. A*, **131**, 17 (1991). DOI: 10.1016/0921-5093(91)90340-S
- [14] Ф.Х. Мирзоев, В.Я. Панченко, Л.А. Шелепин, *УФН*, **166** (1), 3 (1996). DOI: 10.3367/UFNr.0166.199601a.0003 [F.Kh. Mirzoev, V.Ya. Panchenko, L.A. Shelepin, *Phys. Usp.*, **39** (1), 1 (1996). DOI: 10.1070/PU1996v039n01ABEH000125].