

01,07

## Упругие модули высших порядков металлического стекла $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$

© Н.П. Кобелев<sup>1</sup>, Е.Л. Колыванов<sup>1</sup>, В.А. Хоник<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН,  
Черноголовка, Россия

<sup>2</sup> Воронежский государственный педагогический университет,  
Воронеж, Россия

E-mail: kobelev@issp.ac.ru

(Поступила в Редакцию 3 февраля 2015 г.)

Исследовано влияние одноосного нагружения на параметры распространения ультразвуковых колебаний в объемном металлическом стекле  $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ . На основе полученных данных рассчитаны упругие модули 3-го и 4-го порядков. Показано, что нелинейность упругих свойств этого стекла существенно выше в сравнении с таковой для ранее исследованного стекла на основе Zr.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (проект 3.114.2014/К).

### 1. Введение

Объемные металлические стекла, обладая целым рядом уникальных физических свойств, являются интересными объектами как для физических исследований, так и для перспективных практических применений [1]. В частности, они отличаются чрезвычайно высокими уровнями упругой деформации, достигаемыми до начала пластического течения, когда нелинейность упругих свойств становится весьма существенной [2]. Поэтому металлические стекла могут служить удобным модельным материалом для изучения нелинейных упругих характеристик, которые, в свою очередь, являются отражением силовых параметров межатомного взаимодействия. Кроме того, знание нелинейных упругих свойств может дать дополнительную информацию о принципиальных особенностях строения металлических стекол. Так, например, согласно межузельной теории аморфного и жидкого состояний Гранато [3], сдвиговой упругий модуль четвертого порядка (определяющий так называемую сдвиговую восприимчивость) является ключевым параметром, определяющим особенности энергетических и упругих характеристик металлического стекла. Поскольку межузельная теория хорошо себя зарекомендовала при изучении кинетики структурной релаксации металлических стекол (см., например, [4,5]), знание нелинейных упругих модулей критически важно для количественной оценки ее предсказаний и проверки, таким образом, ее адекватности. Кроме того, величины этих параметров также крайне существенны для оценки условий упругой стабильности объемных металлических стекол при их нагружении [6].

В то же время экспериментальные данные о значениях упругих модулей высшего порядка крайне ограничены. К настоящему времени имеются данные об упругих модулях третьего порядка только для трех составов

металлических стекол [7–9]. При этом набор упругих модулей 4-го порядка (три из четырех) был получен только для системы  $Zr_{52.5}Ti_5Cu_{17.9}Ni_{14.6}Al_{10}$  [9]. Таким образом, получение экспериментальных данных о величинах упругих модулей высшего порядка остается чрезвычайно актуальной задачей. Целью настоящей работы является измерение упругих модулей 3-го и 4-го порядков для объемного металлического стекла  $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ , которое представляет собой классический пример таких материалов и является, в определенной мере, модельным объектом для изучения их свойств.

### 2. Методика

Методика эксперимента, основанная на измерении скоростей распространения ультразвуковых колебаний при одноосном нагружении, была полностью аналогична использованной в работе [9]. Исходный сплав  $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$  готовился прямой плавкой компонентов двухзонным методом в кварцевой ампуле при контролируемом давлении фосфора. Для получения металлического стекла производилась закалка его расплава в медную изложницу, скорость закалки в районе температуры стеклования составляла около  $200 \text{ K} \cdot \text{s}^{-1}$  [10]. Образцы для испытаний (примерно  $3 \times 6 \times 15 \text{ mm}$ ) вырезались электроискровой резкой, механически шлифовались и полировались. Ранее было отмечено, что температурная обработка может оказывать заметное влияние на величины измеряемых нелинейных упругих модулей [11]. Поэтому для однозначной интерпретации результатов все измерения проводились на предварительно отрелаксированных образцах (нагретых выше температуры стеклования и медленно охлажденных до комнатной температуры). Аморфность образцов контролировалась рентгеновским методом на дифрактометре SIMENS D-500 на  $CuK_{\alpha}$  излучении.

Упругая деформация осуществлялась сжатием образцов вдоль их длинной оси на испытательной машине Instron до давлений около 0.8 GPa, что примерно в 1.5 раза ниже предела прочности исследуемого стекла. Точность определения величины нагрузки составляла около 1%. Измерения продольной и поперечных скоростей звука, распространяющихся вдоль короткой оси образца (перпендикулярно направлению внешней нагрузки), проводились высокочастотным резонансным методом [9,12] на частотах 7–10 MHz при постоянной величине нагрузки. Для введения продольных колебаний применялись пьезодатчики из ниобата лития, в качестве акустического контакта использовалось трансформаторное масло. Для приклейки сдвиговых пьезокерамических датчиков использовался жидкий мед. Направление вектора поляризации при поперечных колебаниях было параллельно или перпендикулярно оси нагружения. Относительная ошибка измерения резонансной частоты не превышала  $5 \cdot 10^{-5}$ . Гистерезис резонансной частоты при циклировании нагрузки не наблюдался. Все измерения проводились при комнатной температуре. Скорости звука в отсутствие внешней нагрузки, измеренные резонансным и эхо-импульсным методом [13], составили  $(4.83 \pm 0.02) \cdot 10^3 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$  для продольных и  $(1.963 \pm 0.001) \cdot 10^3 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$  для сдвиговых колебаний. Плотность релаксированного стекла  $\text{Pd}_{40}\text{Cu}_{30}\text{Ni}_{10}\text{P}_{20}$  при расчете упругих модулей принималась равной  $9.3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ .

### 3. Основные соотношения для расчета упругих модулей 3-го и 4-го порядков

Упругие модули второго и высших порядков определяются как соответствующие производные внутренней энергии (адиабатические) или свободной энергии (изотермические) по деформации  $\varepsilon_{ij}$ , отнесенной к исходному состоянию. В случае макроскопически изотропного материала, каким является металлическое стекло, число независимых модулей третьего порядка равно 3, а четвертого — 4. Выражение для внутренней энергии в этом случае может быть представлено через инварианты деформации и соответствующие упругие константы [14]:

$$\rho_0 U = \rho_0 U_0 + \frac{1}{2} \lambda I_1^2 + \mu I_2 + \frac{1}{6} \nu_1 I_1^3 + \nu_2 I_1 I_2 + \frac{4}{3} \nu_3 I_3 + \frac{1}{24} \gamma_1 I_1^4 + \frac{1}{2} \gamma_2 I_1^2 + \frac{4}{3} \gamma_3 I_1 I_3 + \frac{1}{2} \gamma_4 I_2^2. \quad (1)$$

Здесь  $\rho_0$  — плотность материала в исходном состоянии,  $I_1 = \varepsilon_{ii}$ ,  $I_2 = \varepsilon_{ij} \varepsilon_{ji}$ ,  $I_3 = \varepsilon_{ij} \varepsilon_{jk} \varepsilon_{ki}$  — инварианты деформации,  $\lambda$  и  $\mu$  — константы Ламе второго порядка,  $\nu_\alpha$  и  $\gamma_\beta$  — константы Ламе (модули упругости) 3-го и 4-го порядков соответственно. Модули 3-го и 4-го порядка можно рассматривать как линейные и квадратичные по деформациям добавки к модулям 2-го порядка

соответственно. На этом и основан один из способов их определения — изучение зависимостей модулей 2-го порядка (или скоростей звука) от приложенного внешнего напряжения  $\sigma_{ij}$ . Зависимости скоростей звука от внешней нагрузки в линейном приближении широко известны [15,16]. Соотношения, которые позволяют рассчитать модули четвертого порядка из зависимостей скоростей звука от внешней нагрузки, недавно были выведены в работе [9].

Как было показано в [9], зависимости времени распространения звукового импульса  $\tau$  или резонансной частоты образца  $f$  (параметров, которые непосредственно измеряются в эксперименте) от приложенной внешней нагрузки  $F$  могут быть представлены в виде

$$(\tau_0/\tau)^2 = (f/f_0)^2 = 1 + a_\kappa P_0 + b_\kappa P_0^2, \quad (2)$$

где  $\tau_0$  и  $f_0$  — значения соответствующих величин в исходном (ненагруженном) состоянии,  $P_0 = F/S_0$  ( $S_0$  — исходное сечение образца), а коэффициенты  $a_\kappa$  и  $b_\kappa$  ( $\kappa = 1$  соответствует продольной волне,  $\kappa = 2$  и  $\kappa = 3$  — поперечным колебаниям с вектором поляризации, перпендикулярным и параллельным оси нагрузки соответственно) выглядят следующим образом:

$$a_1 = \frac{\lambda_T(\lambda_S + 2\mu) - \nu_{1ST}\mu + 2\nu_{2ST}(\lambda_T - \mu) + 4\nu_{3ST}\lambda_T}{\mu(3\lambda_T + 2\mu)(\lambda_S + 2\mu)}, \quad (3)$$

$$a_2 = \frac{\mu\lambda_T - \nu_{2ST}\mu + 2\nu_{3ST}\lambda_T}{\mu^2(3\lambda_T + 2\mu)}, \quad (4)$$

$$a_3 = \frac{-2\mu(\lambda_T + \mu) - \nu_{2ST}\mu - \nu_{3ST}(\lambda_T + 2\mu)}{\mu^2(3\lambda_T + 2\mu)}, \quad (5)$$

$$b_1 = \frac{1}{4\mu^2(\lambda_S + 2\mu)(3\lambda_T + 2\mu)^2} \left[ \lambda_T(3\lambda_T + 2\mu)(\lambda_T + \mu) + \lambda_T^2(\lambda_S + 2\mu) + 2\nu_{1T}\mu^2 + 2\nu_{2T}(3\lambda_T^2 + 2\lambda_T\mu + 2\mu^2) + 4\nu_{3T}\lambda_T^2 + \nu_{1ST}(3\lambda_T^2 + 2\mu^2) + 4\nu_{2ST}(4\lambda_T^2 + \mu^2) + 20\nu_{3ST}\lambda_T^2 + 2\gamma_{1ST}\mu^2 + 2\gamma_{2ST}(3\lambda_T^2 + 4\mu^2) + 8\gamma_{3ST}\lambda_T(\lambda_T - 2\mu) + 8\gamma_{4ST}\{\lambda_T^2 + (\lambda_T + \mu)^2\} \right] + \frac{1}{4\mu^3(\lambda_S + 2\mu)(3\lambda_T + 2\mu)^3} \left[ (\lambda_T + \lambda_S + 3\mu + \nu_{1ST} + 4\nu_{2ST} + 4\nu_{3ST})\{\lambda_T\mu(3\lambda_T + 2\mu)(3\lambda_T + 4\mu) - 4\nu_{1T}\mu^3 - 8\nu_{2T}\mu^3 + 4\nu_{3T}\lambda_T(3\lambda_T^2 + 6\lambda_1\mu + 4\mu^2)\} - 2(\lambda_T + \nu_{1ST} + 2\nu_{2ST})\{3\mu(\lambda_T + \mu)^2(3\lambda_T + 2\mu) + \nu_{1T}\mu^3 + 3\nu_{2T}\mu(\lambda_T^2 + 2(\lambda_T + \mu)^2) + 2\nu_{3T}(4(\lambda_T + \mu)^3 - \lambda_T^3)\} \right], \quad (6)$$

$$b_2 = \frac{1}{4\mu^3(3\lambda_T + 2\mu)^2} \left[ \lambda_T(3\lambda_T^2 + 6\lambda_T\mu + 2\mu^2) + 2v_{1T}\mu^2 + 2v_{2T}(3\lambda_T^2 + 2\lambda_T\mu + 2\mu^2) + 4v_{3T}\lambda_T^2 + v_{2ST}(3\lambda_T^2 + 2\mu^2) + 10v_{3ST}\lambda_T^2 + 2\gamma_{2ST}\mu^2 - 8\gamma_{3ST}\lambda_T\mu + 2\gamma_{4ST}\{\lambda_T^2 + 2(\lambda_T + \mu)^2\} \right] + \frac{1}{4\mu^4(3\lambda_T + 2\mu)^3} \times \left[ (\lambda_T + 2\mu + v_{2ST} + 2v_{3ST})\{\lambda_T\mu(3\lambda_T + 2\mu)(3\lambda_T + 4\mu) - 4v_{1T}\mu^3 - 8v_{2T}\mu^3 + 4v_{3T}\lambda_T(3\lambda_T^2 + 6\lambda_T\mu + 4\mu^2)\} - 2(\lambda_T + v_{2ST})\{3\mu(\lambda_T + \mu)^2(3\lambda_T + 2\mu) + v_{1T}\mu^3 + 3v_{2T}\mu(\lambda_T^2 + 2(\lambda_T + \mu)^2) + 2v_{3T}(4(\lambda_T + \mu)^3 - \lambda_T^3)\} \right], \quad (7)$$

$$b_3 = \frac{1}{4\mu^3(3\lambda_T + 2\mu)^2} \left[ (\lambda_T + \mu)(3\lambda_T^2 + 6\lambda_T\mu + 4\mu^2) + 2v_{1T}\mu^2 + 2v_{2T}\{3\lambda_T^2 + 2\mu(\lambda_T + \mu)\} + 4v_{3T}\lambda_T^2 + v_{2ST}(3\lambda_T^2 + 12\lambda_T\mu + 10\mu^2) + v_{3ST}\{\lambda_T^2 + 4(\lambda_T + \mu)\} \times (3\lambda_T + 5\mu) + 2\gamma_{2ST}\mu^2 + 4\gamma_{3ST}\mu(\lambda_T + 2\mu) + 2\gamma_{4ST}\{\lambda_T^2 + 2(\lambda_T + \mu)^2\} \right] + \frac{1}{4\mu^4(3\lambda_T + 2\mu)^3} \times \left[ (\lambda_T + \mu + v_{2ST} + v_{3ST})\{\lambda_T\mu(3\lambda_T + 2\mu)(3\lambda_T + 4\mu) - 4v_{1T}\mu^3 - 8v_{2T}\mu^3 + 4v_{3T}\lambda_T(3\lambda_T^2 + 6\lambda_T\mu + 4\mu^2)\} - 2(\lambda_T + 2\mu + v_{2ST} + 2v_{3ST})\{3\mu(\lambda_T + \mu)^2(3\lambda_T + 2\mu) + v_{1T}\mu^3 + 3v_{2T}\mu(\lambda_T^2 + 2(\lambda_T + \mu)^2) + 2v_{3T}(4(\lambda_T + \mu)^3 - \lambda_T^3)\} \right]. \quad (8)$$

Индексы  $S$ ,  $T$  и  $ST$  обозначают адиабатические, изотермические и смешанные модули упругости соответственно. Анализ этих выражений показывает, что, зная коэффициенты  $a_k$  и  $b_k$ , можно определить все модули  $v_{\alpha}$ , модуль  $\gamma_3$  и две линейные комбинации остальных модулей упругости 4-го порядка

$$\gamma'_4 = \gamma_4 + \gamma_2 \frac{\mu^2}{3\lambda_T^2 + 4\lambda_T\mu + 2\mu^2}, \quad (9)$$

$$\gamma'_2 = \gamma_2 + \gamma_1 \frac{\mu^2}{(3\lambda_T^2 + 2\mu^2)}. \quad (10)$$

#### 4. Экспериментальные данные и обсуждение

На рисунке представлен пример зависимости относительных изменений квадратов резонансной частоты  $f$  от

**Таблица 1.** Экспериментальные значения коэффициентов  $a_k$  и  $b_k$

$k$	$a_k, \text{GPa}^{-1}$	$b_k, \text{GPa}^{-2}$
1	$-0.0150 \pm 0.00016$	$-0.0019 \pm 0.0002$
2	$-0.0156 \pm 0.0001$	$-0.0026 \pm 0.00015$
3	$0.0202 \pm 0.00015$	$-0.0040 \pm 0.0002$

приложенного давления  $P_0$  для одного из исследованных образцов. Аппроксимация полученных экспериментальных зависимостей полиномами второй степени дала значения коэффициентов  $a_k$  и  $b_k$ , которые представлены в табл. 1.

Полученные данные позволяют рассчитать значения упругих модулей третьего и четвертого порядка. При расчете модулей 3-го порядка применялись соотношения, которые могут быть получены из формул (3)–(5)

$$v_{1ST} = -\frac{\lambda_T}{\mu}(2\lambda_S - \lambda_T) - a_1(\lambda_S + 2\mu)(3\lambda_T + 2\mu) - 2a_2(\lambda_T + \mu)(\lambda_T - 2\mu) - 4a_3\lambda_T^2, \quad (11)$$

$$v_{2ST} = -\lambda_T - a_2(\lambda_T + 2\mu)\mu - 2a_3\lambda_T\mu, \quad (12)$$

$$v_{3ST} = -\mu + (a_2 - a_3)\mu^2. \quad (13)$$

При их использовании необходимо знание величины  $\lambda_T$ . Между тем, из измерений величин скорости ультразвука определяется величина  $\lambda_S$ . Для оценки значения  $\lambda_T$  можно использовать, например, термодинамическое соотношение [17]

$$s_{ijkl}^T = s_{ijkl}^S + \frac{T\alpha_{ij}\alpha_{kl}}{\rho_0 C_p}, \quad (14)$$

где  $s_{ijkl}^T$  и  $s_{ijkl}^S$  — тензоры изотермической и адиабатической податливости,  $\alpha_{ij}$  — коэффициент термического расширения,  $C_p$  — теплоемкость при постоянном давлении. Величина коэффициента линейного термического расширения в релаксированном стекле  $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$  равна  $\approx 1.7 \cdot 10^{-5} \text{K}^{-1}$  [18], а значение теплоемкости составляет, по данным [19,20], приблизительно  $30 \text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ . Проведенная на основе (14) (в ее варианте для изотропного материала) оценка дала следующее соотношение:  $\lambda_T \approx 0.96\lambda_S$ . В табл. 2 приведены рассчитанные по формулам (11)–(13) константы Ламе 3-го порядка, а также модули 2-го порядка. Для сравнения там же показаны их значения, полученные при условии  $\lambda_T = \lambda_S$ .

Модули 4-го порядка рассчитывались в приближении  $v_{\alpha T} = v_{\alpha ST}$ . В этом случае формулы для расчета  $\gamma_3$  и  $\gamma'_4$  выглядят следующим образом:

$$\gamma_3 = (b_3 - b_2)\mu^2(3\lambda_T + 2\mu) + (\lambda_T + \mu) + v_2 \frac{\mu}{2(3\lambda_T + 2\mu)} + v_3 \frac{2\lambda_T + \mu + v_2 + v_3(\lambda_T + 2\mu)/\mu}{\mu}, \quad (15)$$

**Таблица 2.** Константы Ламе 2-го и 3-го порядка в металлическом стекле Pd<sub>40</sub>Cu<sub>30</sub>Ni<sub>10</sub>P<sub>20</sub>

$\lambda_T/\lambda_S$	$\mu$ , GPa	$\lambda_T$ , GPa	$\nu_1$ , GPa	$\nu_2$ , GPa	$\nu_3$ , GPa
1.0	$35.8 \pm 0.17$	$145.3 \pm 1.7$	$-227 \pm 17$	$-234 \pm 4$	$-81.8 \pm 0.5$
0.96	$35.8 \pm 0.17$	$139.5 \pm 1.7$	$-194 \pm 17$	$-223 \pm 4$	$-81.8 \pm 0.5$

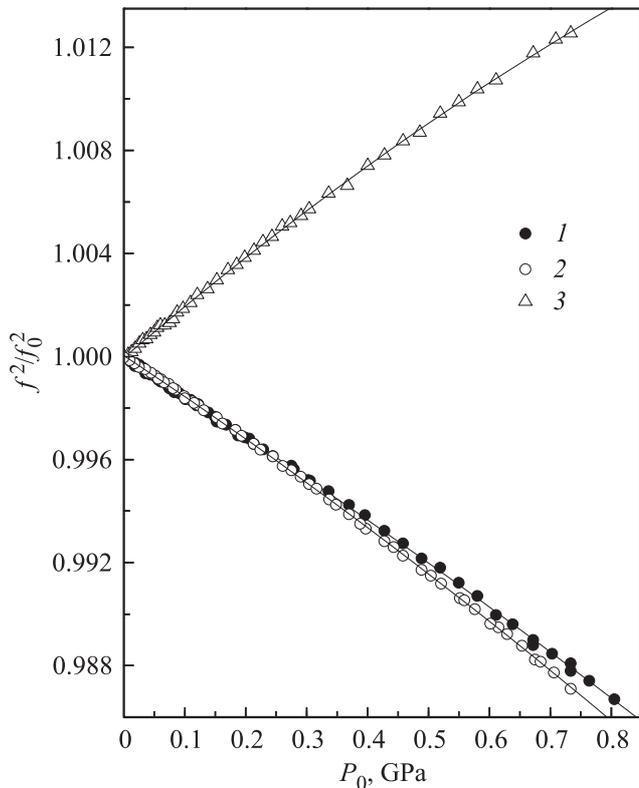
$$\begin{aligned} \gamma'_4 = & 2\mu \frac{\lambda_T(\lambda_T + \mu) + 2\lambda_T\mu^2(3\lambda_T + 2\mu)b_3 + (\lambda_T + 2\mu)(3\lambda_T + 2\mu)\mu^2b_2}{3\lambda_T^2 + 4\lambda_T\mu + 2\mu^2} \\ & + 2 \frac{\nu_1\mu^3 + 2\nu_2\mu(\lambda_T + \mu)(3\lambda_T + 2\mu) - \nu_3\lambda_T(3\lambda_T^2 + 6\lambda_T\mu + 8\mu^2)}{(3\lambda_T + 2\mu)(3\lambda_T^2 + 4\lambda_T\mu + 2\mu^2)} \\ & + \frac{\nu_1(3\nu_2 + 4\nu_3)\mu^2 + 8\nu_3^2\lambda_T^2 + \nu_2^2(9\lambda_T^2 + 12\lambda_T\mu + 10\mu^2) + 8\nu_2\nu_3(3\lambda_T^2 + 3\lambda_T\mu + 2\mu^2)}{(3\lambda_T + 2\mu)(3\lambda_T^2 + 4\lambda_T\mu + 2\mu^2)}. \end{aligned} \quad (16)$$

Соответствующая формула для  $\gamma'_2$  слишком громоздка, чтобы приводить ее в тексте. Полученные значения констант 4-го порядка представлены в табл. 3.

Как видно из табл. 2 и 3, величины всех модулей имеют примерно один и тот же порядок величины. Это означает, что в первом приближении можно пренебречь

**Таблица 3.** Константы Ламе 4-го порядка металлического стекла Pd<sub>40</sub>Cu<sub>30</sub>Ni<sub>10</sub>P<sub>20</sub>

$\lambda_T/\lambda_S$	$\gamma_\beta$ , GPa		
	$\gamma_2 + 0.02\gamma_1$	$\gamma_3$	$\gamma_4 + 0.015\gamma_2$
1.0	$-561 \pm 447$	$181 \pm 130$	$-275 \pm 40$
0.96	$-617 \pm 447$	$177 \pm 130$	$-297 \pm 40$



Относительные изменения квадрата резонансной частоты образца от приложенного давления. 1 — продольные колебания, 2 и 3 — сдвиговые колебания с вектором поляризации, перпендикулярным и параллельным оси нагружения соответственно. Сплошные линии — аппроксимация соответствующих данных полиномом второй степени.

дополнительными членами в выражениях для  $\gamma'_2$  и  $\gamma'_4$  (формулы (9) и (10)), получая таким образом оценки  $\gamma_2$  и  $\gamma_4$ . Модули 3-го порядка  $\nu_2$  и  $\nu_3$ , полученные в настоящей работе, в пределах ошибки измерения совпадают с их значениями, определенными ранее в [8,11]. К сожалению, полученные оценки модулей  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$  дают лишь порядок их величины, так как они достаточно сильно зависят от точности в определении абсолютных значений параметров  $b_1$  и  $b_2$ . В то же время принятое приближение ( $\nu_{aT} = \nu_{aST}$ ) не является критическим для оценки модулей 4-го порядка. Так, изменение при расчете величин  $\nu_{1T}$  или  $\nu_{2T}$  на 5% относительно величин  $\nu_{1ST}$  и  $\nu_{2ST}$ , определенных экспериментально, меняет значения  $\gamma_2$ ,  $\gamma_3$  и  $\gamma_4$  не более чем, на те же 5%, что существенно меньше точности их определения.

Рассмотрим теперь полученное значение модуля  $\gamma_4 \approx -300$  GPa. Согласно качественной теоретической оценке Гранато [3], величина  $\beta = -3\gamma_4/\mu$  должна равняться  $4\pi^2 \approx 39$ . Полученное в работе значение модуля  $\gamma_4$  дает  $\beta \approx 25$ , что в общем согласуется с этой оценкой. В работах [14] и [21] были получены экспериментальные оценки величины  $\beta$  для объемного металлического стекла Pd<sub>40</sub>Cu<sub>30</sub>Ni<sub>10</sub>P<sub>20</sub>, основанные на сопоставлении температурных зависимостей теплового эффекта и изменения модуля сдвига. Такая оценка, основанная на теории Гранато, дает величину  $\beta \approx 17$  [21]. Оценка в рамках альтернативного приближения [14], основанного на предположении о наличии в структуре

стекла образований типа упругих диполей, дает значение  $\beta \approx 38$ . Таким образом, полученная в работе величина лежит примерно посередине между этими оценками.

Сравнение полученных значений модулей высшего порядка для металлического стекла  $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$  с аналогичными оценками для стекол  $Zr_{52.5}Ti_5Cu_{17.9}Ni_{14.6}Al_{10}$  [9] и  $Zr_{41.2}Ti_{13.8}Cu_{12.5}Ni_{10.0}Be_{22.5}$  [7] показывает, что в первом стекле их характерные значения в полтора-два раза выше, чем в стеклах на основе Zr, в то время как модули второго порядка отличаются между собой не столь существенно. Таким образом, нелинейность упругих характеристик стекла на основе Pd выражена значительно сильнее, что экспериментально проявляется примерно в два раза большем изменении резонансных частот при наложении одноосной нагрузки по сравнению со стеклом  $Zr_{52.5}Ti_5Cu_{17.9}Ni_{14.6}Al_{10}$ . С этим выводом согласуется и заметно большее изменение скоростей звука при приложении всестороннего давления в  $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$  по сравнению с рядом стекол на циркониевой основе, а также существенно большая величина константы Грюнайзена для этого стекла [22,23].

## 5. Заключение

Таким образом, в работе экспериментально определены величины упругих модулей 3-го и 4-го порядков в объемном металлическом стекле  $Pd_{40}Cu_{30}Ni_{10}P_{20}$ . Полученные значения согласуются с имеющимися в литературе экспериментальными оценками для некоторых из этих модулей и, в целом, с предсказанием межузельной теории Гранато. Отмечено, что нелинейность упругих характеристик исследуемого стекла заметно выше, чем в стеклах на основе Zr.

## Список литературы

- [1] A. Inoue. *Acta Mater.* **59**, 2243 (2011).
- [2] H. Wang, M. Li. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 065 507 (2013).
- [3] A.V. Granato. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 974 (1992).
- [4] A.N. Tsyplakov, Yu.P. Mitrofanov, V.A. Khonik, N.P. Kobelev, A.A. Kaloyan. *J. All. Comp.* **618**, 449 (2015).
- [5] A.C. Макаров, В.А. Хоник, Н.П. Кобелев, Ю.П. Митрофанов, Г.В. Митрофанова. *ФТТ* **56**, 1249 (2014).
- [6] H. Wang, M. Li. *J. Appl. Phys.* **113**, 213 515 (2013).
- [7] R.J. Wang, F.Y. Li, Z.C. Qin, W.H. Wang. *Chin. Phys. Lett.* **18**, 414 (2000).
- [8] Н.П. Кобелев, Е.Л. Колыванов, В.А. Хоник. *ФТТ* **47**, 395 (2005).
- [9] Н.П. Кобелев, Е.Л. Колыванов, В.А. Хоник. *ФТТ* **49**, 1153 (2007).
- [10] S.V. Khonik, L.D. Kaverin, N.P. Kobelev, N.T.N. Nguyen, A.V. Lysenko, M.Yu. Yazvitsky, V.A. Khonik. *J. Non-Cryst. Solids* **354**, 3896 (2008).
- [11] N.P. Kobelev, E.L. Kolyvanov, V.A. Khonik. *Solid State Phenomena* **115**, 127 (2006).
- [12] Н.П. Кобелев, Я.М. Сойфер. *ФТТ* **21**, 1362 (1979).
- [13] Н.П. Кобелев, Р.К. Николаев, Я.М. Сойфер, С.С. Хасанов. *ФТТ* **40**, 173 (1998).
- [14] N.P. Kobelev, V.A. Khonik, A.S. Makarov, G.V. Afonin, Yu.P. Mitrofanov. *J. Appl. Phys.* **115**, 033 513 (2014).
- [15] D.S. Hughes, J.I. Kelly. *Phys. Rev.* **92**, 1145 (1953).
- [16] R.N. Thurston, K. Brugger. *Phys.Rev.* **133**, A 1604 (1964).
- [17] Р. Терстон. Распространение волн в жидкостях и твердых телах. В кн.: *Физическая акустика*. Мир, М. (1966). Т. 1. Ч. А. С. 57.
- [18] N. Nishiyama, M. Horino, A. Inoue. *Mater. Transactions JIM* **41**, 1432 (2000).
- [19] N. Nishiyama, M. Horino. *J. Appl. Phys.* **76**, 3914 (2000).
- [20] A.R. Yavari, N. Nikolov, N. Nishiyama, T. Zhang, A. Inoue, J.L. Uriarte, G. Heunen. *Mater. Sci. Eng. A* **375–377**, 709 (2004).
- [21] A.S. Makarov, V.A. Khonik, Yu.P. Mitrofanov, A.V. Granato, D.M. Joncich, S.V. Khonik. *J. Non-Cryst. Solids* **370**, 18 (2013).
- [22] W.H. Wang, P. Wen, L.M. Wang, Y. Zhang, M.X. Pan, D.Q. Zhao, R.J. Wang. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3947 (2001).
- [23] R.J. Wang, W.H. Wang, F.Y. Li, L.M. Wang, Y. Zhang, P. Wen, J.F. Wang. *J. Phys.: Cond. Matter* **15**, 603 (2003).