

УДК 541.64:539.3

# КОЭФФИЦИЕНТ ПОПЕРЕЧНОЙ ДЕФОРМАЦИИ И АНГАРМОНИЗМ КОЛЕБАНИЙ РЕШЕТКИ КВАЗИЗОТРОПНЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ<sup>1</sup>

© 2007 г. Б. Д. Сандитов\*, М. В. Дармаев\*, Д. С. Сандитов\*, \*\*, В. В. Мантатов\*

\*Бурятский государственный университет  
670000 Улан-Удэ, ул. Смолина, 24а\*\*Отдел физических проблем Бурятского научного центра  
Сибирского отделения Российской академии наук  
670047 Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6Поступила в редакцию 07.11.2006 г.  
Принята в печать 18.01.2007 г.

Зависимость параметра Грюнайзена  $\gamma_D$  от ангармонизма колебаний решетки определяется величиной  $\gamma_3$ , которая оказывается однозначной функцией коэффициента Пуассона. По характеру зависимости  $\gamma_D$  от  $\gamma_3$  твердые тела группируются по типу структуры. Внутри каждой группы указанная зависимость линейна. Обсуждена природа взаимосвязи между параметром Грюнайзена и коэффициентом Пуассона.

## ВВЕДЕНИЕ

Ранее [1, 2] была установлена количественная связь между двумя важными характеристиками твердых тел – параметром Грюнайзена  $\gamma$  и коэффициентом Пуассона  $\mu$  в виде зависимости

$$\gamma = A \left( \frac{1 + \mu}{1 - 2\mu} \right), \quad (1)$$

где множитель  $A$  практически постоянен. В частности, для аморфных полимеров и стекол он определяется долей флюктуационного объема [3, 4] ( $f_g \approx \text{const} \approx 0.025$ ) при температуре стеклования и составляет величину порядка единицы [2]:

$$A = \frac{2}{3} \ln \left( \frac{1}{f_g} \right) \approx \text{const} \approx 0.7$$

Недавно на основе представлений физики твердого тела и теории упругости получена аналогичная, но несколько иная форма взаимосвязи между этими величинами [5]

$$\gamma_2 = \frac{2}{3} \left( \frac{1 + \mu}{2 - 3\mu} \right) \quad (2)$$

Параметр  $\gamma_2$  назван “упругим параметром Грюнайзена”. У неорганических стекол и ряда других веществ  $\gamma$  и  $\gamma_2$  близки между собой ( $\gamma \approx \gamma_2$ ) [6]. Примечательно то, что для многих металлов, ионных и молекулярных кристаллов  $\gamma_2$  в первом приближении совпадает с термодинамическим параметром Грюнайзена  $\gamma_D$ , который считается сугубо экспериментальной величиной и выражается через коэффициент объемного теплового расширения  $\beta$ , изотермический модуль всестороннего сжатия  $B_T$ , мольный объем  $V$  и мольную теплоемкость при постоянном объеме  $C_V$  [7–9]

$$\gamma_D = \frac{\beta B_T V}{C_V} \quad (3)$$

В связи с этим возникает вопрос, почему известный параметр линейной теории упругости – коэффициент Пуассона (коэффициент поперечной деформации) должен быть связан с характеристикой нелинейности сил межатомного взаимодействия  $\gamma_2 \approx \gamma_D$ .

В настоящей работе предлагается обоснование соотношения (1) с целью получения новых сведений о природе взаимосвязи между параметром Грюнайзена и коэффициентом Пуассона.

<sup>1</sup> Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 05-01-00071а).

E-mail: sanditov@bsu.ru (Сандитов Дамба Сангадиевич).

## ТЕОРИЯ

Известно, что параметр Грюнайзена характеризует изменение частоты колебаний решетки в зависимости от изменения объема системы. Поскольку частота колебаний различна (например, для продольных и поперечных волн), вводится среднеквадратичная скорость  $\langle v \rangle$ , которая не зависит от направления распространения акустических волн [10]:

$$\langle v \rangle = \left( \frac{v_l^2 + 2v_t^2}{3} \right)^{1/2},$$

где  $v_l$  и  $v_t$  – скорость продольных и поперечных волн соответственно. Термодинамический параметр Грюнайзена выражается через среднеквадратичную скорость, плотность  $\rho$  и адиабатический модуль объемной упругости  $B_A$  следующим образом [10]:

$$\gamma_D = \frac{3}{2} \frac{B_A}{\rho \langle v \rangle^2} \quad (4)$$

Если воспользоваться термодинамическим соотношением  $B_A C_V = B_T C_P$  и выразить  $B_T$  через модуль сдвига  $G$

$$\frac{G}{B_T} = \frac{3}{2} \left( \frac{1-2\mu}{1+\mu} \right),$$

то формула (4) приводится к виду

$$\gamma_D = \frac{G}{\rho \langle v \rangle^2} \left( \frac{C_P}{C_V} \right) \left( \frac{1+\mu}{1-2\mu} \right)$$

Для изотропных материалов модуль сдвига определяется плотностью и квадратом скорости поперечных звуковых волн  $G = \rho v_t^2$ . Кроме того, для подавляющего большинства твердых тел можно принять  $C_P \approx C_V$ . Поэтому данное выражение упростим

$$\gamma_D \approx \left( \frac{v_t^2}{\langle v \rangle^2} \right) \left( \frac{1+\mu}{1-2\mu} \right), \quad (5)$$

что совпадает с равенством (1). Отсюда видно, что коэффициент  $A$  для квазизотропных систем

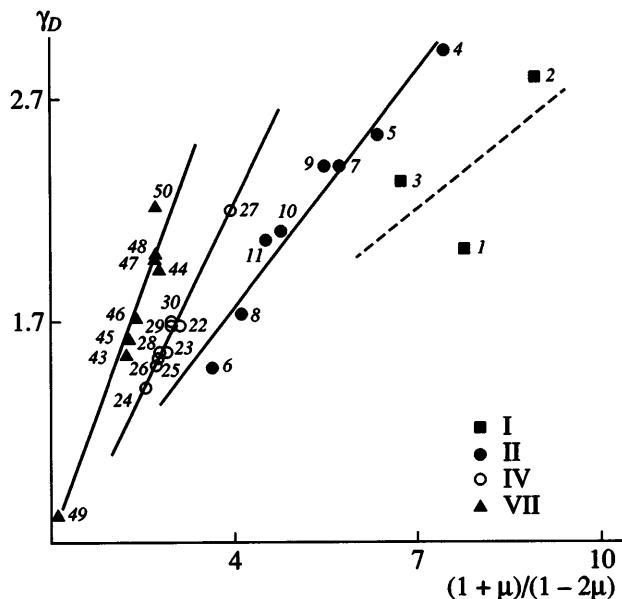


Рис. 1. Корреляция между параметром Грюнайзена  $\gamma_D$  и величиной  $\gamma_3 = (1 + \mu)/(1 - 2\mu)$ , являющейся функцией коэффициента Пуассона  $\mu$ . Номера точек соответствуют номерам веществ в таблице (группы I, II, IV, VII).

является функцией только акустических параметров

$$A \approx \frac{v_t^2}{\langle v \rangle^2} = \frac{3v_t^2}{v_l^2 + 2v_t^2} \quad (6)$$

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчет множителя  $A$  по формуле (6) из данных о скоростях звука показывает, что для веществ одного структурного типа эта величина практически постоянна:  $A \approx \text{const}$  (таблица). Отсюда в соответствии с равенством (5) для них должна наблюдаться линейная корреляция между термодинамическим параметром Грюнайзена  $\gamma_D$  и величиной  $(1 + \mu)/(1 - 2\mu)$ , которая является функцией только коэффициента Пуассона. Обозначим ее через  $\gamma_3$

$$\gamma_3 = \frac{1 + \mu}{1 - 2\mu} \quad (7)$$

и построим графики зависимости  $\gamma_D - \gamma_3$ . Как видно из рис. 1–3, характер этой зависимости различен относительно типа структуры кристаллических твердых тел (таблица). Внутри каждой группы функция  $\gamma_D(\gamma_3)$  линейна, что подтверждает посто-

Параметр Грюнайзена  $\gamma_D$ , коэффициент Пуассона  $\mu$ , скорость звука  $v_l$  и  $v_t$  для ряда веществ [5] ( $T = 298 \text{ K}$ ,  $p = 10^5 \text{ Па}$ )

Вещество, №	Элементы и соединения	$\gamma_D$	$\mu$	$\gamma_3$	$v_l, \text{м/с}$	$v_t, \text{м/с}$	$A = \gamma_D/\gamma_3$	$A = v_l^2/\langle v \rangle^2$	$v_l/v_t$	$\gamma_D (9)$
Группа I										
1	AgCl	2.02	0.409	7.74	3145	1207	0.26	0.34	2.6	2.79
2	Au	2.8	0.42	8.88	3361	1239	0.32	0.32	2.7	2.88
3	AgBr	2.33	0.396	6.71	2845	1159	0.35	0.37	2.4	2.57
Группа II										
4	Pb	2.92	0.405	7.39	2158	860	0.40	0.36	2.5	2.68
5	Pt	2.54	0.39	6.32	3960	1670	0.40	0.39	2.4	2.57
6	CsF	1.49	0.318	3.62	—	—	0.41	—	—	—
7	Ag	2.4	0.379	5.7	3686	1677	0.42	0.44	2.2	2.31
8	Ta	1.73	0.337	4.1	4147	2039	0.42	0.49	2.0	2.00
9	Pd	2.4	0.374	5.45	4954	1977	0.44	0.36	2.5	2.68
10	Co	2.1	0.357	4.74	5827	3049	0.44	0.53	1.9	1.83
11	Cu	2.06	0.35	4.5	4726	2298	0.46	0.48	2.0	2.00
Группа III										
12	RbF	1.41	0.276	2.85	3948	2132	0.49	0.55	1.8	1.64
13	KNO <sub>3</sub>	1.95	0.331	3.94	—	—	0.49	—	—	—
14	NaClO <sub>3</sub>	1.37	0.27	2.76	4240	2380	0.50	0.58	1.9	1.83
15	CaF <sub>2</sub>	1.63	0.301	3.27	—	—	0.50	—	—	—
16	Al	2.11	0.34	4.19	6422	3235	0.50	0.50	2.0	2.00
17	RbI	1.73	0.309	3.43	2245	1198	0.50	0.54	1.9	1.83
18	NaNO <sub>3</sub>	1.31	0.257	2.59	4510	2580	0.51	0.59	1.7	1.43
19	Mg	1.41	0.27	2.76	5898	3276	0.51	0.57	1.8	1.64
20	Y	1.25	0.245	2.44	4106	2383	0.51	0.60	1.7	1.43
21	KClO <sub>4</sub>	1.64	0.296	3.18	—	—	0.52	—	—	—
Группа IV										
22	Fe	1.68	0.292	3.11	6064	3325	0.54	0.56	1.8	1.64
23	NaClO <sub>4</sub>	1.56	0.278	2.88	3970	—	0.54	—	—	—
24	Th	1.4	0.254	2.55	2900	1583	0.55	0.56	1.8	1.64
25	RbBr	1.5	0.267	2.72	2591	1403	0.55	0.56	1.8	1.64
26	RbCl	1.53	0.268	2.73	3077	1658	0.56	0.55	1.8	1.64
27	Ni	2.2	0.33	3.91	—	—	0.56	—	—	—
28	NaBr	1.56	0.27	2.76	3284	1885	0.57	0.60	1.7	1.43
29	KBr	1.68	0.283	2.96	3075	1695	0.57	0.57	1.8	1.64
30	W	1.7	0.283	2.96	5233	2860	0.57	0.56	1.8	1.64
Группа V										
31	NaCl	1.46	0.243	2.42	4666	2755	0.60	0.62	1.7	1.43
32	Ni	1.73	0.277	2.86	5894	3219	0.60	0.56	1.8	1.64
33	KI	1.63	0.265	2.69	2623	1469	0.61	0.58	1.8	1.64
34	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1.34	0.223	2.21	—	—	0.61	—	—	—
35	KCl	1.6	0.259	2.61	4090	2312	0.61	0.58	1.8	1.64
36	KF	1.73	0.274	2.82	4641	2587	0.61	0.57	1.8	1.64
37	LiCl	1.52	0.245	2.44	5260	3058	0.62	0.61	1.7	1.43
38	LiF	1.34	0.214	2.12	7323	4518	0.63	0.65	1.6	1.21

Таблица. Окончание

Вещество, №	Элементы и соединения	$\gamma_D$	$\mu$	$\gamma_3$	$v_l$ , м/с	$v_t$ , м/с	$A = \gamma_D/\gamma_3$	$A = v_l^2/\langle v \rangle^2$	$v_l/v_t$	$\gamma_D$ (9)
<b>Группа VI</b>										
39	$\text{NH}_4\text{ClO}_4$	1.81	0.271	2.78	3800	2130	0.65	0.58	1.8	1.64
40	$\text{LiBr}$	1.7	0.256	2.57	3621	2072	0.66	0.59	1.7	1.43
41	$\text{NaI}$	1.9	0.274	2.82	2889	1639	0.67	0.59	1.8	1.64
42	$\text{NaF}$	1.57	0.234	2.32	—	—	0.68	—	—	—
<b>Группа VII</b>										
43	$\text{CaF}_2$	1.55	0.224	2.22	—	—	0.70	—	—	—
44	$\text{CsBr}$	1.93	0.27	2.76	—	—	0.7	—	—	—
45	U	1.62	0.23	2.28	3422	2105	0.71	0.63	1.6	1.21
46	$\text{NaF}$	1.72	0.24	2.38	5666	3330	0.72	0.61	1.7	1.43
47	$\text{CsCl}$	1.98	0.264	2.68	—	—	0.74	—	—	—
48	$\text{CaI}$	2	0.265	2.69	—	—	0.74	—	—	—
49	Be	0.83	0.034	1.11	13003	8967	0.75	0.73	1.4	0.71
50	$\text{LiI}$	2.22	0.265	2.69	2846	1608	0.83	0.58	1.8	1.64

иянство  $A$  для объектов одного структурного типа. Расчет  $A$  по формуле (6) удовлетворительно согласуется с результатами непосредственного определения  $A$  как отношения  $\gamma_D/\gamma_3$  (таблица).

Скорость звука  $v_l$  и  $v_t$  в формуле (6) относится к линейным (гармоническим) величинам, поэтому коэффициент  $A$  не зависит от ангармонизма (нелинейности сил межатомного взаимодействия). Согласно равенству (5), это означает, что зависимость параметра Грюнайзена от ангармо-

низма определяется главным образом множителем  $\gamma_3$ , который оказывается однозначной функцией коэффициента Пуассона (7).

Вместе с тем известно, что коэффициент Пуассона в свою очередь также является функцией скоростей звука

$$\mu = \frac{2 - (v_l/v_t)^2}{2 - 2(v_l/v_t)^2} \quad (8)$$

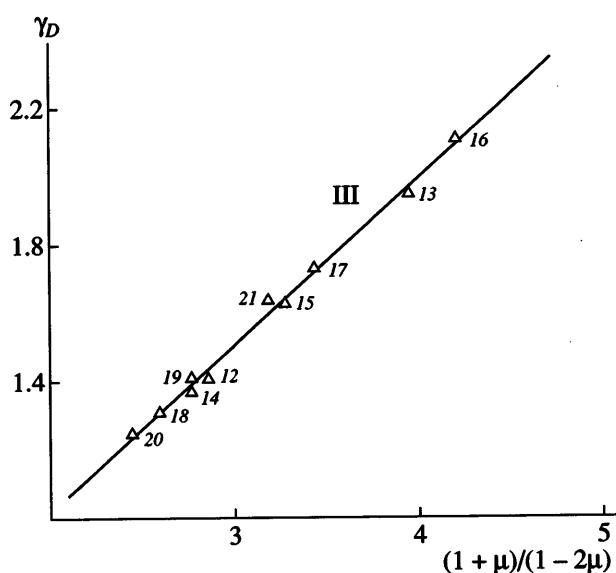


Рис. 2. Зависимость параметра Грюнайзена от отношения  $(1 + \mu)/(1 - 2\mu)$  (таблица, группа III).

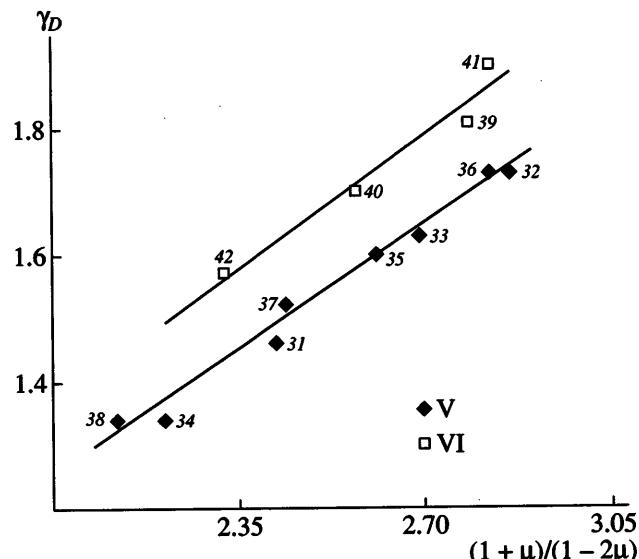


Рис. 3. Линейная корреляция между параметром Грюнайзена  $\gamma_D$  и величиной  $\gamma_3 = (1 + \mu)/(1 - 2\mu)$  (таблица, группы V и VI).

Подстановка  $\mu$  из равенства (8) в соотношение (5) с учетом (6) приводит к выводу о том, что и параметр Грюнайзена определяется скоростями звука

$$\gamma_D = \frac{3}{2} \left[ \frac{3(v_l/v_t)^2 - 4}{(v_l/v_t)^2 + 2} \right] \quad (9)$$

Такая связь  $\gamma_D$  с величинами  $v_l$  и  $v_t$ , была установлена ранее из других исходных посылок [11]. Для кристаллических твердых тел расчет  $\gamma_D$  по этой формуле удовлетворительно согласуется со значениями  $\gamma_D$ , следующими из уравнения Грюнайзена (3) (таблица).

Поскольку параметр Грюнайзена  $\gamma_D$  сугубо ангармоническая величина, необходимо предположить, что отношение скоростей продольной и поперечной звуковых волн ( $v_l/v_t$ ) в выражении (9) и, следовательно, коэффициент Пуассона  $\mu$  (см. формулу (8)) зависят от ангармонизма – нелинейности силы межатомного взаимодействия. По-видимому, можно полагать, что каждая из скоростей звука в отдельности является линейной величиной, а их отношение ( $v_l/v_t$ ) – ангармонической.

По определению коэффициент Пуассона равен отношению поперечного сжатия тела  $\epsilon_z = -\Delta d/d_0$  к его продольному удлинению  $\epsilon_x = \Delta l/l_0$  при одноосном растяжении:  $\mu = -\epsilon_z/\epsilon_x$ . Продольная деформация  $\epsilon_x$  зависит главным образом от непосредственного сопротивления тела в направлении действия внешней силы, а поперечная деформация  $\epsilon_z$  определяется свойством тела передавать внешнее воздействие в других направлениях. Последнее зависит от особенностей строения тела. По этой и другим причинам коэффициент Пуассона (несмотря на то, что его величина изменяется в узких пределах) оказывается более структурно-чувствительной характеристикой, чем модуль упругости. Тот факт, что  $\mu$  связан с деформациями материала, происходящими во взаимно перпендикулярных направлениях, выражает, по-видимому, своеобразную зависимость  $\mu$  от интенсивности развития процессов неупругости в деформируемом теле. Так, например, установлена эмпирическая формула, описывающая корреляцию между коэффициентом Пуассона и пластической деформацией металлов при растяжении [12].

В настоящее время нет полной ясности относительно природы коэффициента поперечной деформации твердых тел [11–18]. Заслуживает внимания исследование механического поведения системы из случайно упакованных сфер, взаимодействующих друг с другом в месте контакта двумя взаимно перпендикулярными силами: нормальной к плоскости контакта (центральной)  $f_n = k_n x_n$  и тангенциальной (силой трения)  $f_t = k_t x_t$ , где  $k_n$  и  $k_t$  – нормальная и тангенциальная жесткости (силовые постоянные) [16]. Для такой системы коэффициент Пуассона определяется отношением тангенциальной и нормальной жесткостей  $\lambda = k_t/k_n$ ,

$$\mu = \frac{1 - \lambda}{4 + \lambda}$$

При  $\lambda = 0$  ( $k_n \gg k_t$ ) величина  $\mu = 0.25$ , что соответствует ансамблю частиц с центральными силами. С ростом  $\lambda$  коэффициент Пуассона уменьшается.

По нашему мнению, количественной мерой отношения тангенциальной и нормальной жесткостей в определенной степени может служить отношение продольной скорости звука к поперечной ( $v_l/v_t$ ), входящее в формулы для коэффициента Пуассона (8) и параметра Грюнайзена (9). За меру  $\lambda$ , по-видимому, можно принять и отношение модуля упругости при одноосной деформации к модулю сдвига  $E/G$ . Так, например, у золота со значительным ангармонизмом отношение скоростей звука равно  $v_l/v_t = 2.7$ , а у бериллия с низким ангармонизмом это отношение составляет 1.4. Ионный кристалл NaCl с центральными силами взаимодействия частиц занимает промежуточное положение между ними  $v_l/v_t = 1.7$  (таблица).

Возвращаясь к формуле (5) и к линейной корреляции между параметром Грюнайзена  $\gamma_D$  и величиной  $\gamma_3$ , следует признать, что за зависимость  $\gamma_D$  от нелинейности сил межатомного взаимодействия отвечает все-таки главным образом “ангармонический” множитель  $\gamma_3$ , который через коэффициент Пуассона тесно связан с отношением тангенциальной и нормальной жесткостей в области контакта частиц.

С этой точки зрения значительным ангармонизмом обладают пластичные материалы (золото, серебро, свинец, медь, алюминий), характеризующиеся высокими значениями коэффициента Пуассона и “ангармонического” множителя

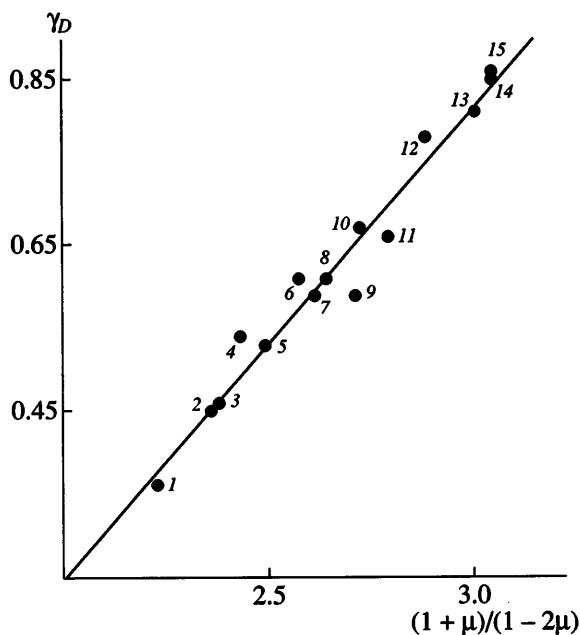


Рис. 4. Линейная корреляция между параметром Грюнайзена  $\gamma_D$  и величиной  $\gamma_3 = (1 + \mu)/(1 - 2\mu)$  для оптических стекол. ОФ1 (1), ТФ4 (2), БФ28 (3), ФК14 (4), ТФ7 (5), ФК14 (6), ТК4 (7), ТК23 (8), ТК8 (9), ТК16 (10), ТК20 (11), ТК17 (12), ТК21 (13), СТК12 (14) и БФ16 (15) [21].

$\gamma_3 = 4-8$  (таблица), а низкий ангармонизм присущ бериллию ( $\gamma_3 \approx 1$ ). Отметим, что в ряде работ [8, 9, 19, 20] установлена определенная связь между пластической деформацией твердых тел и параметром Грюнайзена.

Аналогичные расчеты были проведены для неорганических оптических стекол. Скорость акустических волн вычисляли из данных о плотности и упругих модулях ( $v_t = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$  и  $v_l = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ ), а коэффициент  $A$  находили по формуле

$$A = \frac{v_t^2}{\langle v \rangle^2} = \frac{3G}{G + 2E}$$

Термодинамический параметр Грюнайзена рассчитывали по уравнению Грюнайзена (3). Для оптических стекол  $\gamma_D$  слабо зависит от природы этих систем. Тем не менее, у стекол с высоким значением коэффициента поперечной деформации, как правило, ангармонизм выражен сильнее, чем у стекол с низким коэффициентом Пуассона. Так, для сверхтяжелого крона СТК12  $\mu = 0.288$  и  $\gamma_D = 0.86$ , а для легкого крона ЛК7 значения

$\mu = 0.191$  и  $\gamma_D = 0.41$  [21]. Для ряда групп оптических стекол – флинтов и кронов зависимость  $\gamma_D$  от величины  $\gamma_3 = (1 + \mu)/(1 - 2\mu)$ , как и следовало ожидать, оказывается линейной (рис. 4). Для неорганических стекол расчет по формуле (5) из данных о скоростях звука и коэффициенте Пуассона приводит к завышенным значениям  $\gamma_D \approx 1.0-1.5$  по сравнению с расчетом по уравнению Грюнайзена (3) ( $\gamma_D \approx 0.5$ ). Это объясняется тем, что в стеклах и аморфных полимерах (в отличие от большинства металлов) имеются по крайней мере две разные системы межатомных связей, различающиеся по степени ангармонизма [6].

Таким образом, равенство (1) является следствием уравнения Грюнайзена. Термодинамический параметр Грюнайзена в первом приближении можно представить в виде произведения “гармонического” ( $A$ ) и “ангармонического” ( $\gamma_3$ ) множителей. При этом “ангармонический” множитель ( $\gamma_3$ ) – это функция параметра линейной теории упругости – коэффициента поперечной деформации. Данный факт остается не совсем понятным в рамках привычных представлений физики твердого тела и теории упругости.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Сандитов Д.С., Бартенев Г.М., Цыдыпов Ш.Б. // Физика и химия стекла. 1978. Т. 4. № 3. С. 301.
- Сандитов Д.С., Мантатов В.В. // Высокомолек. соед. Б. 1990. Т. 32. № 11. С. 869.
- Сандитов Д.С. // Докл. РАН. 2003. Т. 390. № 2. С. 209.
- Сандитов Д.С. // Высокомолек. соед. А. 2005. Т. 47. № 3. С. 478.
- Беломестных В.Н., Теслева Е.П. // Журн. техн. физики. 2004. Т. 74. № 8. С. 140.
- Сандитов Б.Д., Цыдыпов Ш.Б., Сандитов Д.С., Мантатов В.В. // Высокомолек. соед. Б. 2006. Т. 48. № 7. С. 1198.
- Годовский Ю.К. Теплофизика полимеров. М.: Химия, 1982.
- Козлов Г.В., Сандитов Д.С. Ангармонические эффекты и физико-механические свойства полимеров. Новосибирск: Наука, 1994.
- Сандитов Б.Д., Мантатов В.В. Нелинейность сил межмолекулярных взаимодействий в некристаллических твердых телах. Улан-Удэ: Изд-во Бурятского гос. ун-та, 2001.

10. Леонтьев К.Л. // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 4. С. 554.
11. Беломестных В.Н. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. № 3. С. 14.
12. Черкасов И.И. // Журн. техн. физики. 1952. № 11. С. 1834.
13. Koster W., Franz H. // Metallurgical Revs. 1961. V. 6. № 2. P. 1.
14. Кузьменко В.А. Новые схемы деформирования твердых тел. Киев: Наукова думка, 1973.
15. Микитинин С.И. // Физико-химическая механика материалов. 1982. Т. 18. № 3. С. 84.
16. Берлин Ал.Ал., Ротенбург Л., Басэрт Р. // Высокомолек. соед. Б. 1991. Т. 33. № 8. С. 619.
17. Иванов Г.П., Лебедев Т.А. // Тр. Ленинградского политехн. ин-та. 1964. Вып. 236. С. 38.
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1965.
19. Шогенов В.Н., Козлов Г.В., Микитаев А.К. // Высокомолек. соед. А. 1989. Т. 31. № 8. С. 1766.
20. Сандинов Б.Д., Новиков В.У., Сандинов Д.С. // Деформация и разрушение материалов. 2006. № 5. С. 39.
21. Стекло оптическое бесцветное. Физико-химические характеристики. СПб.: Изд-во стандартов, 1999.

## Coefficient of Transverse Deformation and Anharmonism of Lattice Oscillations in Quasi-Isotropic Solids

B. D. Sanditov<sup>a</sup>, M. V. Darmaev<sup>a</sup>, D. S. Sanditov<sup>a, b</sup>, and V. V. Mantatov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Buryat State University,

ul. Smolina 24a, Ulan Ude, 670000 Buryatia, Russia

<sup>b</sup> Department of Physical Problems, Buryat Scientific Center, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
ul. M. Sakh'yanovoi 6, Ulan Ude, 670047 Buryatia, Russia

e-mail: sanditov@bsu.ru

**Abstract**—The dependence of the Grüneisen parameter  $\gamma_D$  on the anharmonism of lattice oscillations is controlled by  $\gamma_3$  that appears to be a single-value function of the Poisson coefficient. Depending on the dependence of  $\gamma_D$  on  $\gamma_3$ , all solids can be grouped into different structural types. Within each group, the above relationship is linear. The nature of correlation between the Grüneisen parameter and the Poisson coefficient is discussed.