

$$\gamma_D \cong 2 \left( \frac{v_L - v_s}{v_s} \right)$$

В дальнейшем требуется теоретическое обоснование установленной корреляции (3).

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта БГУ «Лучшая научная школа»*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беломестных В.Н., Теслева Е.П. Взаимосвязь ангармонизма и поперечной деформации квазиизотропных поликристаллических тел // ЖТФ. – 2004. – Т.74, №8. – С. 140-142.
2. Сандитов Д.С., Мантатов В.В. Ангармонизм колебаний решетки и поперечная деформация кристаллических и стеклообразных твердых тел // Физика твердого тела. – 2009. – Т.51, №5. – С. 947-951.
3. Сандитов Д.С., Мантатов В.В., Дармаев М.В., Сандитов Б.Д. О параметре Грюнайзена кристаллов и стекол // Журнал техн. физики. – 2009. – Т.79, вып.3. – С. 59-62.
4. Дармаев М.В., Сандитов Б.Д., Сандитов Д.С. Скорость распространения акустических волн и параметр Грюнайзена кристаллических и стеклообразных твердых тел // Сб. трудов всеросс. науч.-практ. конф. «Наноматериалы и технологии». – Улан-Удэ: Изд-во БГУ, 2008. – С. 46-50.
5. Тарасов В.В. Проблемы физики стекла. – М.: Стройиздат, 1979. – 256 с.

УДК 532.2

### ОБОСНОВАНИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ФОРМУЛЫ ДАВЛЕНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА ПРИ ВЫВОДЕ УРАВНЕНИЯ ЛЕОНТЬЕВА ДЛЯ ПАРАМЕТРА ГРЮНАЙЗЕНА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

**А.А. Машанов\*, Д.С. Сандитов\*\*\***

\*Бурятский государственный университет, Улан-Удэ. E-mail: Sanditov@bsu.ru

\*\*Отдел физических проблем Бурятского научного центра СО РАН, Улан-Удэ

*Формула Леонтьева применительно к кристаллам находится в удовлетворительном согласии с уравнением Грюнайзена. Обсуждается вопрос об оправданности использования основного уравнения кинетической теории идеального газа при выводе этой формулы. Рассмотрено применение формулы Леонтьева к стеклообразным твердым телам.*

*Ключевые слова: формула Леонтьева, уравнение Грюнайзена*

#### SUBSTANTIATION OF APPLICATION OF THE FORMULA OF PRESSURE OF IDEAL GAS AT A DEDUCTION OF EQUATION LEONTEV FOR PARAMETRE GRUNEISEN OF SOLID BODIES

A.A. Mashanov, D.S. Sanditov

Buryat State University, Ulan-Ude

Department of Physical Problems of the Buryat Scientific Center of the Siberian Branch RAS, Ulan-Ude

*Leontev's formula with reference to crystals is in the satisfactory consent with equation Gruneisen. The question on correctness of use of the basic equation of the kinetic theory of ideal gas is discussed at a deduction of this formula. Application of Leontev's formula to glass forming to solid bodies is viewed.*

*Key words: Leontev's formula, equation Gruneisen*

Параметр Грюнайзена служит характеристикой ангармонизма колебаний решетки и обычно вычисляется по уравнению Грюнайзена из экспериментальных данных о коэффициенте объемного теплового расширения  $\beta$ , изотермическом модуле объемного сжатия  $B$ , молярном объеме  $V$  и молярной теплоемкости  $C_V$  [1]

$$\gamma = \frac{\beta BV}{C_V} \quad (1)$$

Это соотношение выводится из уравнения состояния.

Леонтьев [1] выполнил усреднение частоты колебаний решетки  $\omega$  и непосредственно из определения  $\gamma = -d \ln \omega / d \ln V$  получил следующее уравнение для параметра Грюнайзена

$$\gamma = \frac{3}{2} \left( \frac{B_A}{\rho v_K^2} \right), \quad (2)$$

где  $B_A$  – адиабатический модуль всестороннего сжатия,  $\rho$  – плотность,  $v_K$  – среднеквадратичная скорость звука, которая не зависит от направления распространения волн:

$$v_K^2 = \frac{v_L^2 + 2v_s^2}{3}, \quad (3)$$

$v_s$  и  $v_L$  – скорости продольной и поперечной акустических волн.

Формула Леонтьева привлекательна тем, что в отличие от уравнения Грюнайзена она позволяет рассчитывать  $\gamma$  по доступным экспериментальным данным о плотности и упругих характеристиках. Однако ни самим автором, ни другими исследователями эта формула не сравнивалась с уравнением Грюнайзена, она была использована для других целей [1].

Настоящая работа посвящена непосредственному сопоставлению уравнений Леонтьева и Грюнайзена, а также обсуждению одного допущения, использованного при выводе формулы Леонтьева. Предлагается расчет  $\gamma$  по этой формуле для стеклообразных систем.

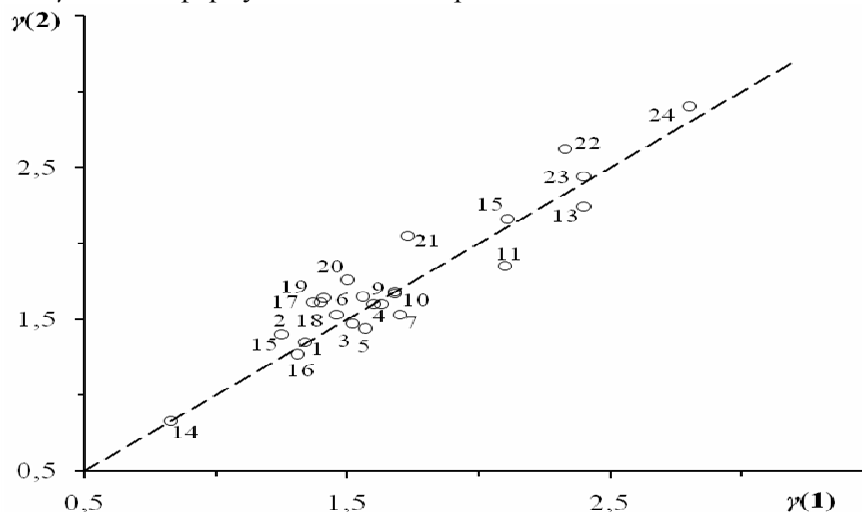


Рис. 1. Сравнение значений параметра Грюнайзена, рассчитанных по уравнению Грюнайзена  $\gamma(1)$  и по формуле Леонтьева  $\gamma(2)$ , для различных кристаллов. Номера точек соответствуют номерам твердых тел в табл. 1

### Сравнение уравнений Леонтьева и Грюнайзена для кристаллических твердых тел

В табл. 1 сопоставляются результаты расчета  $\gamma$  по указанным уравнениям. Данные о величинах  $\rho$ ,  $B_A$ ,  $v_S$  и  $v_L$ , входящих в формулу Леонтьева, взяты из обзора [2]. Значения  $\gamma$  по уравнению Грюнайзена (1) были получены ранее [3]. Как видно из табл. 1, для различных кристаллов соотношение Леонтьева удовлетворительно согласуется с уравнением Грюнайзена.

Лучшее согласие наблюдается, на первый взгляд, для квазиизотропных щелочногалоидных кристаллов с центральными силами взаимодействия частиц, что можно было попытаться объяснить тем, что при выводе соотношения Леонтьева была использована теория упругости, которая справедлива для изотропной сплошной среды, а заметные отклонения от согласия между рассматриваемыми уравнениями для ряда твердых тел (рис. 1) считать обусловленными анизотропией этих систем.

Однако скорее всего причина таких отклонений заключается просто в разбросе значений  $\gamma$ , полученных разными исследователями. Так, например, по трем разным источникам параметр Грюнайзена (1) для алюминия составляет 2,11, 2,43 и 2,34 [4].

Таблица 1

Сопоставление результатов расчета параметра Грюнайзена  $\gamma$  по уравнениям Грюнайзена (1) и Леонтьева (2) для кристаллических твердых тел (использованы данные [2-4])

№	Элементы и соединения	$\mu$	$\gamma$	
			Леонтьев (2)	Грюнайзен (1)
1	LiF	0,214	1,35	1,34
2	NaCl	0,243	1,53	1,46
3	LiCl	0,245	1,47	1,52
4	KCl	0,259	1,60	1,60
5	NaF	0,234	1,44	1,57
6	NaBr	0,270	1,65	1,56
7	LiBr	0,256	1,53	1,70
8	KBr	0,283	1,67	1,68
9	Fe	0,292	1,68	1,68
10	KI	0,265	1,6	1,63
11	Co	0,357	1,85	2,10
12	Al	0,340	2,16	2,11

13	Ag	0,379	2,24	2,40
14	Be	0,034	0,83	0,83
15	Y	0,245	1,40	1,25
16	NaNO <sub>3</sub>	0,257	1,27	1,31
17	NaClO <sub>3</sub>	0,270	1,61	1,37
18	Th	0,254	1,61	1,40
19	Mg	0,270	1,64	1,41
20	RbBr	0,267	1,76	1,50
21	Ta	0,337	2,05	1,73
22	AgBr	0,396	2,62	2,33
23	Pd	0,374	2,44	2,40
24	Au	0,420	2,90	2,80

Расчет по уравнению (1) выполнен Беломестных и Теслевой [3].

**Комментарий к выводу формулы Леонтьева.** Отмечая удовлетворительное согласие соотношения Леонтьева с уравнением Грюнайзена, вместе с тем необходимо признать, что его вывод не является безупречным. Рассмотрим кратко приближенный вариант вывода данной формулы [1]. Из закона сохранения энергии для адиабатического процесса  $C_v dT = p dV$  и из определения коэффициента объемного теплового расширения

$$\beta = \frac{1}{V} \left( \frac{dV}{dT} \right)$$

следует приближенное выражение

$$pV \approx \frac{C_v}{\beta} \quad (4)$$

Для давления используется уравнение

$$p = \frac{2}{3} \frac{\overline{U}}{V}, \quad (5)$$

где объемная плотность средней энергии теплового движения молекул выражается через среднеквадратичную скорость звука (3)

$$\frac{\overline{U}}{V} = \rho v_k^2. \quad (6)$$

Из последних трех соотношений (4)–(6) вытекает связь тепловых характеристик  $\beta$  и  $C_v$  со скоростями распространения продольной и поперечной звуковых волн

$$\frac{C_v}{\beta V} = \frac{2}{3} \rho v_k^2, \quad (7)$$

которая находится в согласии с экспериментальными данными [1]. Получение указанной связи является основной задачей работы Леонтьева [1]. С учетом этого равенства (7) в приближении  $B \approx B_A$  ( $C_p \approx C_v$ ) уравнение Грюнайзена (1) переходит в формулу Леонтьева

$$\gamma = \frac{3}{2} \left( \frac{B}{\rho v_k^2} \right).$$

Наряду с приближенным вариантом Леонтьев дает более строгий вывод своей формулы (2). Однако в обоих случаях используется основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеального газа (5). В связи с этим возникает вопрос об оправданности применения формулы давления идеального газа к твердым телам. Один из более вероятных ответов на данный вопрос, по-видимому, заключается в том, что Леонтьев под давлением  $p$  в выражении (5) подразумевает фоновое давление твердых тел, поскольку, во-первых, он выражает его через скорость звука (6) и, во-вторых, нигде в работе [1] не употребляются термины типа «давление идеального газа», «уравнение кинетической теории газа». Формула (5) записывается после предложения: «Затем применим следующее соотношение классической и квантовой физики для связи давления со средней энергией молекулы», причем без ссылок на какие-либо источники.

Однако в этом случае необходимо отметить, что хотя тепловое фоновое давление в твердом теле формально совершенно подобно давлению газа (5):

$$p_t = \gamma \frac{\overline{U}}{V},$$

тем не менее в отличие от (5) в качестве численного коэффициента пропорциональности выступает параметр Грюнайзена  $\gamma$  [5]. Давление фотонного газа (электромагнитной волны) пропорционально плотности энергии, но также с иным численным коэффициентом, чем в (5):  $p = (1/3)\bar{U}/V$  [5].

Другой вариант ответа на поставленный выше вопрос основан на представлении Френкеля [6, 7] о возможности применения формулы (5) к твердым телам. По-видимому, он фактически аналогичен первому варианту. Уравнение состояния есть условие баланса, которое требует, чтобы внешнее давление  $p$  совместно с внутренним давлением  $p_i$  уравнивало тепловое давление  $p_t$ , действующее на поверхность твердого тела изнутри [5-7]

$$p + p_i = p_t$$

В идеальном газе не возникает надобности различать его внешнее и тепловое давления, ибо  $p_i = 0$  и  $p = p_t$ , а в твердом теле ситуация противоположная:  $p \ll p_i \approx p_t$ . В балансе огромных противоборствующих давлений  $p_i \approx p_t \approx 10^4$  атм совершенно теряется внешнее атмосферное давление  $p = 1$  атм.

Френкель [6] отмечает, что «тепловое давление, которое оказывает атом, связанный почти упругим образом в твердом теле, на один из боковых атомов, по своей зависимости от температуры очень похоже на то давление, которое он оказывал бы, будучи совершенно свободным, т.е. если бы мы имели дело не с моделью твердого тела, а с моделью газа». Он предлагает расчет коэффициента теплового расширения твердого тела, основанный на применении формулы давления идеального газа (5) и на равенстве величин  $p_t$  и  $p_i$  [7]. Причиной теплового расширения по Френкелю с формальной точки зрения является давление

$$p = B \frac{\Delta V}{V}, \quad (8)$$

«численно равное тому внешнему давлению (отрицательного знака), которое могло бы вызвать то же самое изменение объема  $\Delta V$  при  $T = 0$  К, но приложенное к поверхности тела с внутренней ее стороны» [7]. По своей природе это давление  $p$  не имеет ничего общего с упругим напряжением, которое им вызывается и уравнивается. «Будучи непосредственно обусловленным тепловым движением, оно представляет собой не что иное, как равнодействующую сил, испытываемых... внутренними атомами со стороны поверхностных, которые стремятся от них оторваться».

«Если бы взаимная связь атомов внезапно исчезла, то для удержания их в данном объеме  $V$  пришлось бы приложить внешнее давление  $p$ , которое определяется известной формулой кинетической теории газов»

$$pV = \frac{2}{3}\bar{U}. \quad (9)$$

«Поскольку  $p$ , определяемое (9), может на самом деле компенсировать силы межатомного сцепления, оно должно совпадать с введенным выше давлением  $p$ » (8) [7].

Таким образом, с этих позиций давление в соотношении (5), по-видимому, можно рассматривать как тепловое давление, которое по величине должно совпадать с давлением в выражении (4), которое имеет смысл внутреннего давления, против которого совершает работу система за счет убыли внутренней энергии при адиабатическом процессе.

Обращает внимание тот факт, что равенство (5) напоминает первый закон Грюнайзена

$$B = \left( \frac{mn}{9} \right) \frac{\bar{U}}{V} \quad (10)$$

( $m$  и  $n$  – параметры потенциала Ми), поскольку модуль объемного сжатия не только пропорционален давлению, но для газов совпадает с ним. Интересно заметить, что сравнение (10) с уравнением Леонтьева (2), записанным в виде

$$B_A = \left( \frac{2\gamma}{3} \right) \rho v_k^2 = \left( \frac{2\gamma}{3} \right) \frac{\bar{U}}{V},$$

приводит к формуле для параметра Грюнайзена при  $B_A \approx B$  ( $C_p \approx C_v$ )

$$\gamma = \frac{mn}{6} \left( \frac{C_p}{C_v} \right) \equiv \frac{mn}{6},$$

которая в первом приближении находится в согласии с экспериментальными данными, в частности, для ионных кубических кристаллов ( $n \approx 12$ ,  $m \approx 1$ , откуда  $\gamma \approx 2$ ).

В заключении данного раздела подчеркнем два момента. Во-первых, при применении уравнения Леонтьева (2) необходимо иметь в виду, что при его выводе делается не совсем очевидное допущение (5). Во-вторых, на данном этапе (ввиду отсутствия убедительного обоснования указанного допущения) уравнение Леонтьева в принципе можно использовать по крайней мере в качестве эмпирическо-

го или полуэмпирического соотношения, которое находится в удовлетворительном согласии с опытными данными [3, 4, 8-10].

Таблица 2

Плотность  $\rho$ , скорости распространения продольных ( $v_L$ ) и поперечных ( $v_S$ ) акустических волн, модуль объемного сжатия  $B_A$  и параметр Грюнайзена  $\gamma$  для стекол  $\text{Na}_2\text{O} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$  [11]

№ стекла	Состав по синтезу, мол. %			$\rho \cdot 10^{-3}$ , кг/м <sup>3</sup>	$v_L$ , м/с	$v_S$ , м/с	$B_A \cdot 10^{-8}$ , Па	$\mu$	$\gamma$
	$\text{Na}_2\text{O}$	$\text{Al}_2\text{O}_3$	$\text{SiO}_2$						
1	15	0	85	2339	5430	3340	342	0,196	1,28
2	15	5	80	2358	5570	3390	370	0,206	1,31
3	15	10	75	2410	5697	3510	386	0,194	1,26
4	15	15	70	2465	5737	3469	416	0,212	1,34
5	15	20	65	2428	5850	3540	425	0,211	1,34
6	15	25	60	2472	6000	3568	470	0,226	1,40
7	25	0	75	2439	5280	3140	359	0,226	1,40
8	25	5	70	2455	5480	3240	394	0,231	1,41
9	25	10	65	2461	5610	3330	411	0,228	1,40
10	25	20	55	2470	5680	3450	405	0,208	1,32
11	25	25	50	2499	5790	3490	432	0,215	1,35
12	25	30	45	2519	6026	3556	490	0,233	1,43
13	35	0	65	2497	5340	3070	398	0,253	1,52
14	30	5	65	2486	5500	3200	413	0,244	1,47
15	20	15	65	2450	5670	3490	390	0,195	1,28
16	17,5	17,5	65	2447	5746	3458	418	0,216	1,35

**Применение формулы Леонтьева к стеклам.** По этой формуле нами рассчитан параметр Грюнайзена различных стекол, у которых известны данные о величинах  $\rho$ ,  $v_S$ ,  $v_L$  и  $B_A$  [11-16]. У большинства исследованных стекол полученные значения  $\gamma \approx 1-3$  практически совпадают с данными для квазиизотропных ионных кубических кристаллов.

В щелочносиликатных стеклах [11] наблюдается закономерное усиление ангармонизма колебаний решетки с ростом содержания ионов щелочных металлов. Так, например, в стеклах  $\text{Na}_2\text{O}-\text{SiO}_2$  при содержании  $\text{Na}_2\text{O}$ : 15, 25 и 35 мол.% значения  $\gamma$  равны 1,28, 1,40 и 1,52. Параметр Грюнайзена кварцевого стекла  $\text{SiO}_2$  составляет 1,15. У стеклообразных метафосфатов щелочноземельных металлов  $\text{RO}-\text{P}_2\text{O}_5$  ( $\text{R}=\text{Mg}, \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$ ) [14] при содержании 50 мол.%  $\text{RO}$  значение  $\gamma$  растет в ряду  $\text{Mg}$  ( $\gamma = 1,2$ ) –  $\text{Ca}$  ( $\gamma = 1,57$ ) –  $\text{Sr}$  ( $\gamma = 1,62$ ) –  $\text{Ba}$  ( $\gamma = 2,1$ ). У стеклообразных халькогенидов  $\text{As}-\text{Se}$  и  $\text{As}-\text{S}$  [15] значения  $\gamma$  сравнительно малы  $\gamma = 1,1-1,25$ . Стеклообразный селен ( $\text{Se}$ ) имеет преимущественно цепочечную структуру. Введение мышьяка приводит к сшиванию части цепей. Поэтому при переходе от  $\text{Se}$  к стеклу  $\text{As}-\text{Se}$  величина  $\gamma$  падает (с 1,32 до 1,15 у  $\text{As}_2\text{Se}_3$ ). У силикатных стекол  $\text{Na}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$  [11],  $\text{Na}_2\text{O}-\text{Li}_2\text{O}-\text{SiO}_2$  [12] и  $\text{Li}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$  [13] значения  $\gamma$  меняются в пределах 1,2–1,5. В качестве примера в табл. 2 приведены значения параметра Грюнайзена для стекол  $\text{Na}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ . Видно, что величина  $\gamma$  при изменении содержания окислов меняется вполне определенным образом (хотя и в небольших пределах). Например, при росте содержания  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с 0 до 25 мол.% значение  $\gamma$  растет с 1,28 до 1,40 (при 15 мол. %  $\text{Na}_2\text{O}$ ).

Таким образом, расчет параметра Грюнайзена стеклообразных систем по формуле Леонтьева (2) приводит к вполне разумным значениям. Для стекол не так просто найти необходимые экспериментальные данные о величинах, входящих в уравнение Грюнайзена (1), особенно данные о тепловых характеристиках. Поэтому для исследованных систем практически нет возможности сравнить результаты расчета по формуле Леонтьева со значениями  $\gamma$ , следующими из уравнения Грюнайзена. Однако можем сравнить формулу Леонтьева с уравнением Беломестных-Теслевой [3]

$$\gamma = \frac{3}{2} \left( \frac{1 + \mu}{2 - 3\mu} \right). \quad (11)$$

Оценка  $\gamma$  по этому соотношению применительно ко многим металлам, ионным и молекулярным кристаллам находится в удовлетворительном согласии с результатами расчета по уравнению Грюнайзена [3].

На рис. 2 приводится зависимость параметра Грюнайзена  $\gamma$ , рассчитанного по формуле Леонтьева, от функции Беломестных-Теслевой  $(3/2)(1+\mu)/(2-3\mu)$  для натриевоалюмосиликатных стекол с различным содержанием окислов (табл. 2). Видно, что точки ложатся на прямую с тангенсом угла на-

клона, равным единице, что указывает на хорошее согласие между уравнениями Леонтьева и Беломестных-Теслево. Такие же результаты получены для других исследованных стекол.

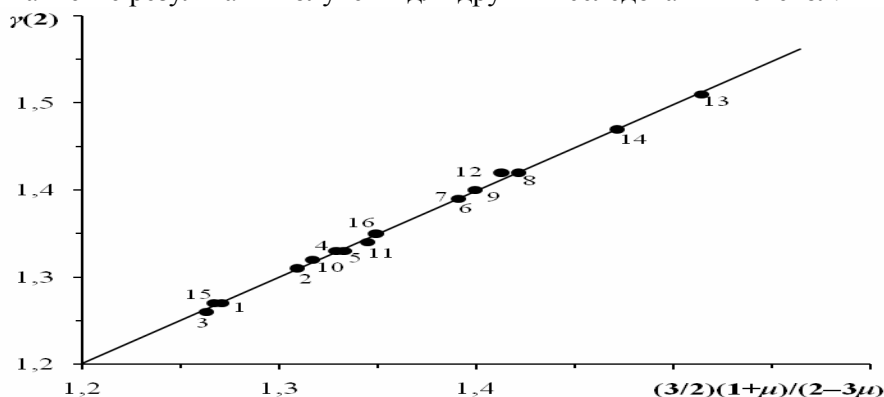


Рис. 2. Сравнение значений параметра Грюнайзена, рассчитанных по уравнению Леонтьева  $\gamma(2)$  и по формуле Беломестных-Теслево (11), для натриевоалюмосиликатных стекол. Номера точек соответствуют номерам стекол в табл. 2

Если считать оправданным введение для неорганических стекол термодинамического  $\gamma_D$  и решеточного  $\gamma_L$  параметров Грюнайзена [17-19], то следует считать, что по формуле Леонтьева вычисляется решеточный параметр Грюнайзена  $\gamma_L \approx 1,5-3,0$ . Введение двух параметров Грюнайзена для стекол основано на аналогии с аморфными органическими полимерами, которые характеризуются наличием двух основных типов связей: вдоль полимерной цепи действуют сильные ковалентные связи ( $-C-C-$ ), а между цепями более слабые межмолекулярные (вандерваальсовы) связи. Они имеют разные степени ангармонизма. Решеточный параметр Грюнайзена отражает ангармоничность низкочастотных межцепных колебаний, связанных с межмолекулярным взаимодействием, а термодинамический параметр выражает ангармонизм, усредненный по внутрицепным и другим колебательным модам. Расчет по соотношениям, куда входит калориметрическая теплоемкость  $C_V$  (в частности, по уравнению Грюнайзена (1)), дает термодинамический параметр Грюнайзена ( $\gamma_D \approx 0,5-1$ ), а формулы, куда входят величины, зависящие от межцепного (межмолекулярного) взаимодействия, приводят к решеточному параметру Грюнайзена ( $\gamma_L \approx 4-8$ ) [20].

Обычно принято считать, что в щелочносиликатных стеклах имеются две основные системы межатомных связей: более прочные ионно-ковалентные связи  $Si-O-Si$  внутри кремнекислородной сетки и сравнительно слабые связи между ионами щелочных металлов ( $R^+$ ), находящихся в пустотах сетки, и немостиковыми «односвязанными» ионами кислорода ( $Si-O^-$ ). Очевидно, что ангармонизм колебаний ионных связей в комплексах  $Si-(O^- R^+)$  выражен значительно сильнее, чем для ионов в кремнекислородной сетке ( $Si-O-Si$ ). Такая ситуация характерна для фосфатных, боратных, германатных и других неорганических стекол. Наличие в стеклах «сильных» и «слабых» связей может быть обусловлено и другими причинами, например, существованием в стеклах трехцентровых мягких связей, мягких конфигураций и т.д. [21].

Поэтому для неорганических стекол по аналогии с полимерами целесообразно ввести два параметра Грюнайзена: решеточный  $\gamma_L$ , характеризующий ангармонизм колебаний «слабых» связей, и термодинамический  $\gamma_D$ , выражающий ангармонизм, усредненный по внутрисеточным и другим колебательным модам.

Расчет термодинамического параметра Грюнайзена по уравнению Грюнайзена (1) для ряда неорганических стекол приводит примерно к таким же значениям  $\gamma_D \approx 0,5-1,0$ , что и для аморфных органических полимеров [17-19]. Можно предположить, что и для исследованных в нашей работе стекол термодинамический параметр составляет около  $\gamma_D \approx 0,5-1$ . Ранее было установлено, что применительно к стеклам уравнение Беломестных-Теслево приводит к решеточному параметру Грюнайзена [22]. На основе согласия между соотношениями Леонтьева и Беломестных-Теслево естественно полагать, что по формуле Леонтьева (2) для стеклообразных твердых тел рассчитывается также решеточный параметр Грюнайзена.

### Заключение

При выводе формулы Леонтьева (2) используется предположение о том, что для твердых тел применима формула давления идеального газа. Рассмотрены два качественных варианта обоснования этого допущения. Один из них трактует давление, определяемое по формуле кинетической теории

газов, как тепловое фононное давление в твердых телах, а другой основан на известных представлениях Френкеля о применении указанной формулы для расчета коэффициента теплового расширения твердых тел. Применение уравнения Леонтьева к стеклам приводит к вполне разумным значениям параметра Грюнайзена.

*Выражаем благодарность Беломестных В.Н. за ценные замечания, высказанные при обсуждении данной работы. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта БГУ «Лучшая научная школа»*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Леонтьев К. Л. О связи упругих и тепловых свойств веществ // Акуст. журнал - 1981. - Т.27, №4. - С. 554-561.
2. Anderson O. Determination and certain applications isotropic elastic permanent polycrystalline systems, which obtained from data for monocrystals // Ed. W.P.Mason in Physical Acoustics. – V.III, Part B. - Lattice Dynamics. - NY and L.: Academic. - 1965. - P. 62-121.
3. Беломестных В. Н., Теслева Е. П. Взаимосвязь ангармонизма и поперечной деформации квазиизотропных поликристаллических тел // ЖТФ. - 2004. - Т.74, Вып.8. - С. 140-142.
4. Беломестных В.Н. Акустический параметр Грюнайзена кристаллических твердых тел // Письма в ЖТФ. - 2004. - Т.30, Вып.3. - С. 14-19.
5. Бурштейн А.И. Молекулярная физика. - Новосибирск: Наука, 1986. – 285 с.
6. Френкель Я.И. Введение в теорию металлов. - Л.; М.: Гостехиздат, 1948. – 291 с.
7. Френкель Я.И. Электрическая теория твердых тел. - СПб.: Изд-во М. и С. Сабашниковых, 1924. – 183 с.
8. Сандитов Д.С., Мантатов В.В., Дармаев М.В., Сандитов Б.Д. О параметре Грюнайзена кристаллов и стекол // ЖТФ. - 2009. - Т.79, вып.3. - С. 59-62
9. Сандитов Д.С., Мантатов В.В., Сандитов Б.Д. Ангармонизм колебаний решетки и поперечная деформация кристаллических и стеклообразных твердых тел // ФТТ. - 2009. - Т.51, Вып.5. - С. 947-951.
10. Машанов А. А., Сандитов Д. С., Бадмаев С. С. О параметре Грюнайзена щелочносиликатных и натриевоалюмосиликатных стекол // Вестник Бурятского госуниверситета. Химия и физика. - 2008. - №3. - С. 115-122.
11. Лившиц В.Я., Теннисон Д.Г., Гукасян С.Б., Костанян А.К. Акустические и упругие свойства стекол системы  $\text{Na}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$  // Физ. и хим. стекла. - 1982. - Т.8, №6. - С. 688-693.
12. Карапетян Г.О., Лившиц В.Я., Теннисон Д.Г. Энергетика щелочносиликатных стекол по данным акустических измерений // Физ. и хим. стекла. - 1981. - Т.7, №2. - С. 188-194.
13. Карапетян Г.О., Лившиц В.Я., Теннисон Д.Г. Исследование упругих свойств литиевоалюмосиликатных стекол // Физ. и хим. стекла. - 1979. - Т.5, №3. - С. 314-319.
14. Гурович Е.А., Ильин А.А., Пронкин А.А., Стржалковский М.Е. Скорость ультразвука в стеклообразных метафосфатах щелочноземельных металлов // Физ. и хим. стекла. - 1979. - Т.5, №3. - С. 383-384.
15. Тарасов В. В. Проблемы физики стекла. - М.: Стройиздат, 1979. - 256 с.
16. Мазурин О.В., Стрельцина М.В., Швайко-Швайковская Т.Н. Свойства стекол и стеклообразующих расплавов. Справочник. Т.1-6. -Л.- СПб.: Наука, 1973. - 1998. - 435 с.
17. Сандитов Д.С., Мантатов В.В. О параметре Грюнайзена неорганических стекол // Физ. и хим. стекла. - 1989. - Т.15, №5. - С. 699-703.
18. Сандитов Д.С., Козлов Г.В. Ангармонизм межатомных и межмолекулярных связей и физико-механические свойства полимерных стекол // Физ. и хим. стекла. - 1995. - Т.21, №6. - С. 547-576.
19. Сандитов Б.Д., Мантатов В.В. Нелинейность силы межатомных взаимодействий в некристаллических твердых телах. - Улан-Удэ: Изд-во БГУ, 2001. – 95 с.
20. Козлов Г.В., Сандитов Д.С. Ангармонические эффекты и физико-механические свойства полимеров. - Новосибирск: Наука, 1994. – 261 с.
21. Бартенев Г.М. Взаимосвязь процессов релаксации и разрушения в неорганических стеклах // Физ. и хим. стекла. - 1984. - Т.6, №4. - С. 417-422.
22. Сандитов Д.С., Цыдыпов Ш.Б., Сандитов Б.Д. Взаимосвязь между параметром Грюнайзена и коэффициентом Пуассона стеклообразных систем // Акуст. журнал. - 2007. - Т.53, №4. - С. 213-216.

УДК 539.2

#### О ПРИРОДЕ СВЯЗИ КОЭФФИЦИЕНТА ПОПЕРЕЧНОЙ ДЕФОРМАЦИИ С НЕУПРУГИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

**Б.Д. Сандитов\*, А.А. Машанов\*, Д.С. Сандитов\*\*\***

\*Бурятский государственный университет, Улан-Удэ. E-mail: Sanditov@bsu.ru

\*\*Отдел физических проблем Бурятского научного центра СО РАН, Улан-Удэ