

УДК 541.64:539.199

© В. А. Ломовской, Ю. В. Чугунов, С. А. Шатохина, 2023

## МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В РЕЖИМЕ СВОБОДНО ЗАТУХАЮЩЕГО КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА (ЧАСТЬ 1)

Рассмотрены цели и задачи в исследованиях локальных диссипативных процессов, проявляемых на спектрах внутреннего трения в виде пиков потерь, расположенных в различных температурных интервалах и имеющих как различное структурное происхождение, так и различный механизм внутреннего трения.

*Кл. сл.:* свободные колебания, логарифмический декремент, температурная зависимость частоты, дефект модуля сдвига, погрешность измерения

### ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] было представлено устройство для исследования локальных диссипативных процессов (внутреннего трения) в твердых материалах различной химической природы, строения и структуры. Внутренним трением называется процесс необратимого рассеяния в объеме исследуемой системы части энергии внешнего силового механического воздействия, деформирующего эту систему.

Данное устройство, позволяющее исследовать реакцию всех элементов образца материала в динамическом режиме свободно затухающего колебательного процесса, возбуждаемого в исследуемой системе (материале), представляет собой маятниковую конструкцию как горизонтального, так и вертикального исполнения.

Изучение многих физико-механических характеристик в различных по химической природе, строению и структуре материалах основано на исследовании параметров переходных процессов от одного равновесного или неравновесного состояния к другому равновесному состоянию. Динамические характеристики этих переходных процессов оцениваются по коэффициентам переходных функций, представляющих собой реакцию системы как на изменения внутри самой системы, так и на изменение внешних воздействий на эту систему. По интенсивности изменения параметров переходных функций можно получить определенную информацию о структуре исследуемых систем. Наличие переходных процессов от неравновесного к равновесному состоянию неконсервативной системы приводит к термодинамической необратимости данного процесса и, как следствие внутреннего трения, диссипации в исследуемой системе части энергии внешнего силового воздей-

ствия. Количественной характеристикой диссипации энергии в системе является коэффициент поглощения  $\Psi$ , связанный с другими диссипативными характеристиками следующим соотношением:

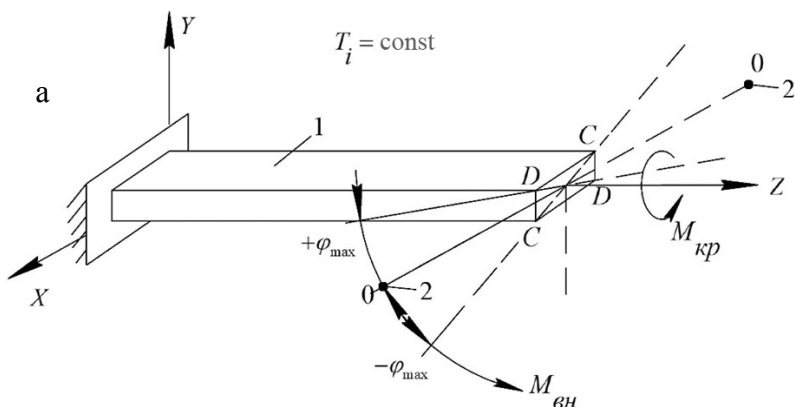
$$\Psi = \frac{\Delta W}{2\pi W} = Q^{-1} = \operatorname{tg} \delta = \frac{\lambda}{\pi}, \quad (1)$$

где  $\Delta W$  и  $W$  — величины необратимо рассеянной и подведенной к системе энергии соответственно;  $Q^{-1}$  — внутреннее трение;  $\delta$  — угол сдвига фазы между внешним воздействием и откликом системы на это воздействие — деформацией  $\varepsilon$ ;  $\lambda$  — логарифмический декремент затухания колебательного процесса.

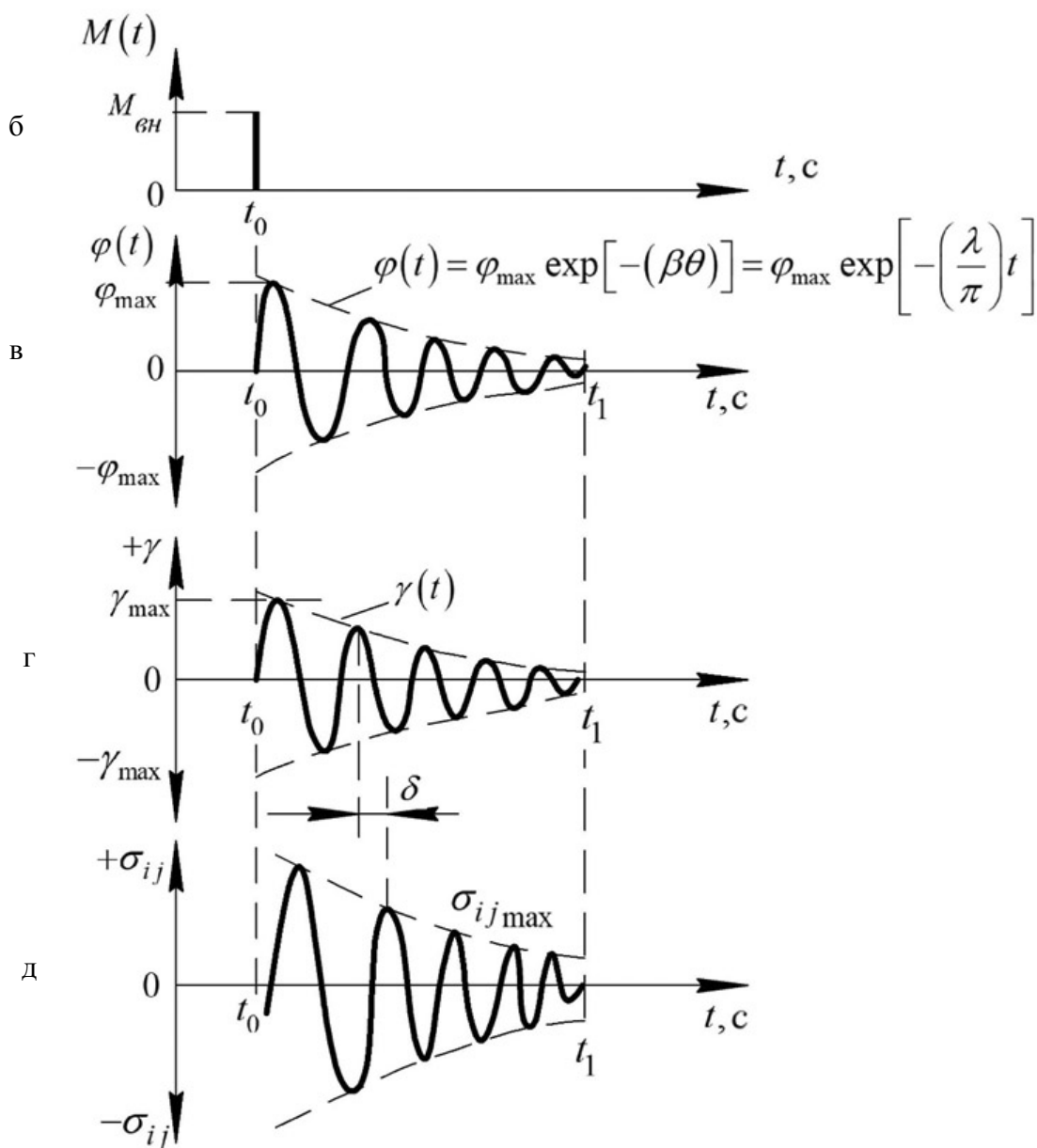
В качестве меры внутреннего трения в этом случае может быть использован логарифмический декремент  $\lambda$  затухающего колебательного процесса (рис. 1), что позволяет экспериментально получить температурные зависимости диссипативных потерь (спектры внутреннего трения  $\lambda = f(T)$ ) и температурные зависимости изменения частоты  $\nu = f(T)$  свободного затухающего колебательного процесса, возбужденного в образце исследуемого материала. Логарифмический декремент  $\lambda$  входит в уравнение, описывающее колебательный процесс, в виде

$$\varphi(t) = \varphi_{\max} \exp^{-\beta\theta} = \varphi_{\max} \exp\left[-\left(\frac{\lambda}{\pi}\right)t\right], \quad (2)$$

где  $\varphi_{\max}$  и  $\varphi(t)$  — амплитудные соответственно максимальное и текущее значения угла закручивания незакрепленного конца исследуемого образца;  $\beta$  — коэффициент затухания;  $\theta$  — период колебательного процесса;  $t$  — время.



**Рис. 1.** Схема, описывающая в общих чертах свободно затухающий колебательный процесс, возбуждаемый в исследуемом материале [1].  
 а — возбуждение колебательного процесса в исследуемом образце прямоугольного поперечного сечения;  
 б, в, г, д — эпюры затухающего колебательного процесса



Из соотношения (2) может быть определен логарифмический декремент колебательного процесса в виде:

$$\lambda = \frac{1}{n} \ln \frac{\varphi_{\max}}{\varphi(t)}, \quad (3)$$

где  $n$  — число колебаний между колебанием, имеющим амплитуду  $\varphi(t)$ , и колебанием, имеющим амплитуду  $\varphi_{\max}$ , во временной развертке колебательного процесса (рис. 1, в).

Для каждой температуры  $T$  исследования будет иметь место своя временная развертка колебательного процесса (соотношение (2) и свое значение логарифмического декремента  $\lambda$ , а также и свое значение частоты  $\nu$  колебательного процесса, возбуждаемого в исследуемом образце. Это позволяет получить экспериментальные спектры внутреннего трения  $\lambda = f(T)$  и температурную зависимость частоты колебательного процесса, возбуждаемого в исследуемом образце  $\nu = f(T)$ .

Исследование диссипативных явлений по анализу спектров внутреннего трения в различных по химической природе материалах показывает, что на спектрах внутреннего трения  $\lambda = f(T)$  может наблюдаться как монотонно возрастающий фон диссипативных потерь (при повышении температуры), так и пики потерь, накладывающиеся на возрастающий фон внутреннего трения (Приложение, рис. П1–П4).

### ФОРМУЛИРОВКА ПРОБЛЕМЫ

Анализ экспериментальных спектров внутреннего трения  $\lambda = f(T)$  показывает, что наиболее "простым" спектром обладают чистые бездефектные монокристаллические металлические материалы, для которых диссипация части энергии внешнего силового воздействия представляется в виде фона внутреннего трения. Этот фон монотонно возрастает при повышении температуры вплоть до температуры фазового перехода  $T_{cr}$  и резко возрастает при  $T > T_{cr}$  [2–14] (Приложение, рис. П1).

Исследование аналогичных зависимостей для беспримесных, но с различными "структурными дефектами" монокристаллических металлов, поликристаллических металлов и сплавов, неорганических кристаллов, стеклообразных неорганических и высокомолекулярных полимерных систем выявляет наличие  $i$ -го количества максимумов  $\lambda_{i\max}$  потерь на монотонно возрастающем фоне

внутреннего трения  $\lambda = f(T)$ , и которые располагаются при температурах как твердого агрегатного состояния, так и жидкого агрегатного состояния исследуемых систем. То же самое относится и к высокомолекулярным полимерным системам, находящимся (по определению акад. В.А. Каргина) в твердом и вязкотекучем физических состояниях.

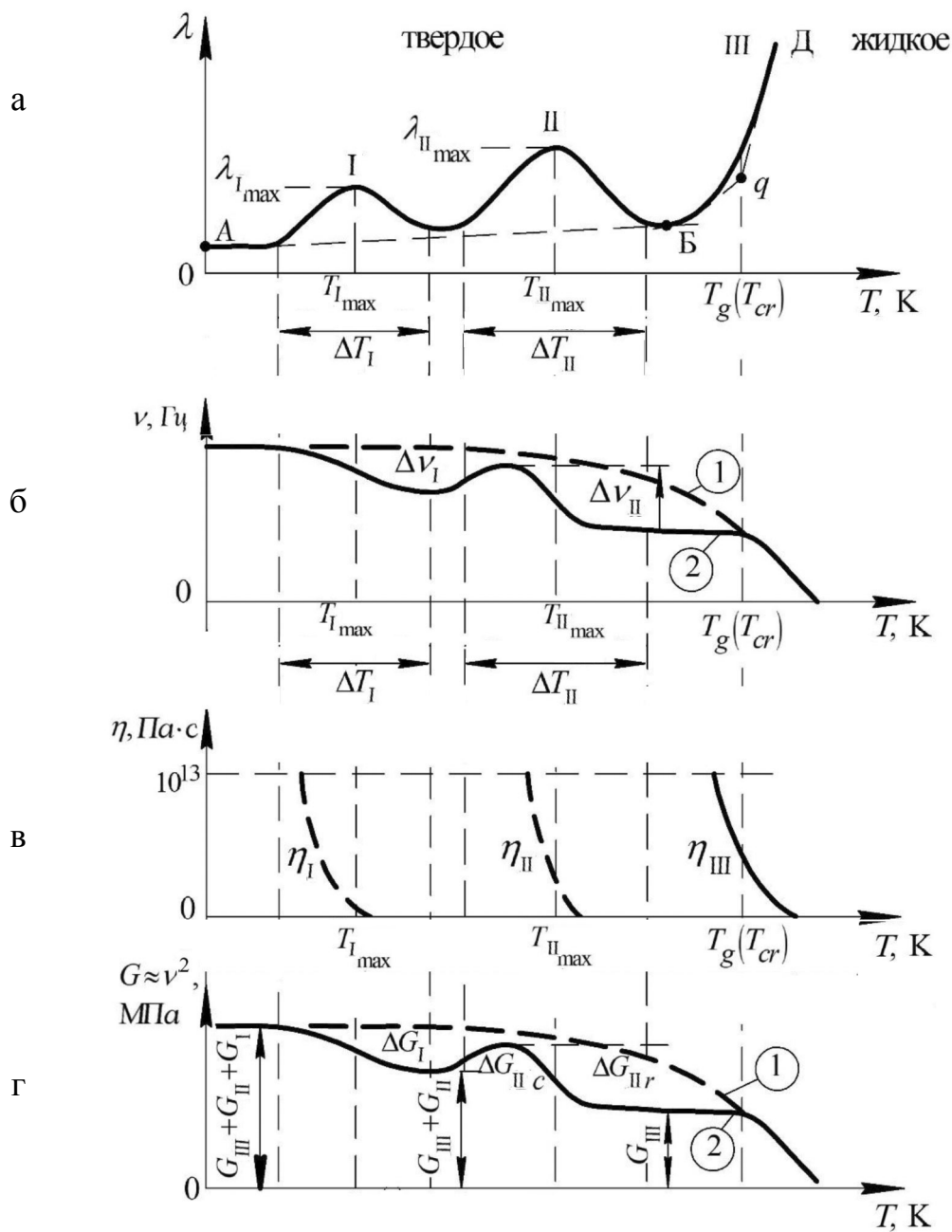
При этом следует отметить, что проявление наличия  $i$ -го количества максимумов потерь на монотонно возрастающем фоне внутреннего трения  $\lambda = f(T)$ , которые располагаются при температурах твердого агрегатного состояния (рис. 2), не позволяет для описания их физико-механических характеристик использовать основную диссипативную характеристику, а именно ее температурное изменение вязкости  $\eta = f(T)$ .

Сопоставление спектров  $\lambda = f(T)$  (рис. 2, а) с соответствующими температурными зависимостями вязкости  $\eta = f(T)$  (рис. 2, в) показывает, что наблюдаемые в этих системах пики диссипативных потерь находятся при температурах, при которых экспериментальное значение вязкости  $\eta$  не определено. Оно имеет значительно большее значение, чем значение, соответствующее переходу системы из вязкотекучего структурно-жидкого состояния в неравновесное "замороженное", т.е. твердое состояние [15]. В отличие от вязкостных характеристик исследуемых систем  $\eta = f(T)$ , оказывается возможным сопоставление как спектра внутреннего трения  $\lambda = f(T)$  системы в целом (модель однородного непрерывного сплошного тела), так и сопоставление с локальными диссипативными потерями, проявляемыми на этих спектрах в различных интервалах температур в виде пиков потерь различной интенсивности (модель атомно-молекулярного строения системы), в частности с соответствующими экспериментальными температурными зависимостями изменения частоты  $\nu = f(T)$  (рис. 2, б) свободного затухающего колебательного процесса, возбужденного в исследуемой системе.

Как известно, частота колебательного процесса, возбуждаемого в образце исследуемого материала, зависит не только от геометрии (т.е. момента инерции  $I$ ) этого образца, но и от модуля упругости (модуля сдвига) материала этого образца, т.е.  $G \approx \nu^2$ . Кроме того, термодинамические расчеты температурной зависимости модуля упругости металлов показывают, что модуль упругости (модуль сдвига  $G$ ) при повышении температуры от криогенных значений до температуры кристаллизации  $T_{cr}$  монотонно снижается на 2–4% на ка-

ждые 100 градусов повышения температуры (рис. 2, г, штриховая кривая 1) [16], т.е.  $G = f(I, v^2, T)$ . С учетом того, что момент инерции

исследуемого образца изменяется с изменением температуры незначительно, можно принять:  $G \approx f(v^2, T)$ .



**Рис. 2.** Схематическое обобщение:

- а — спектра внутреннего трения для  $i$ -го количества пиков локальных диссипативных потерь;
- б — температурной зависимости частоты  $\nu$ , свободного затухающего колебательного процесса, возбуждаемого в исследуемом образце;
- в — температурной зависимости вязкости системы;
- г — температурной зависимости модуля сдвига  $G$  материала исследуемого образца

В области температур стеклования  $T_{cr}$  или  $T_g$  (для аморфных материалов) наблюдается интенсивное уменьшение величины модуля упругости на температурной зависимости  $G = f(T)$ . При этом для низкомолекулярных материалов значение модуля упругости снижается от величины, соответствующей значению модуля для твердого агрегатного состояния, до величины, соответствующей модулю упругости (сдвига) в жидкости.

Для высокомолекулярных полимерных материалов в области температур  $T_g$  (температура стеклования) также наблюдается снижение величины модуля упругости, но не до значения, соответствующего модулю упругости жидкости, а до значения модуля упругости высокоэластичного состояния  $G_{BЭ}$ , а при дальнейшем повышении температуры до значения вязкотекучей жидкости.

Таким образом, на температурных зависимостях частоты (рис. 2, б) и соответственно модуля  $G = f(T)$  (рис. 2, г) наблюдается отклонение экспериментальной кривой частоты от ее теоретически рассчитанного значения. Следовательно, на температурной зависимости модуля упругости (сдвига) будет наблюдаться аналогичное отклонение, которое соответствует разности модулей упругости твердого агрегатного и высокоэластического физических состояний полимерной системы.

Дальнейшее повышение температуры до температуры перехода из высокоэластического в вязкотекучее состояние приводит ко второй температурной зоне интенсивного снижения модуля упругости.

Следует отметить, что если температура деструкции  $T_p$  полимера ниже температуры перехода в вязкотекучее состояние  $T_g$ , т.е. ( $T_p < T_g$ ), то зависимость  $G = f(T)$  в этом интервале температур может быть более сложной, чем в случае, когда ( $T_p > T_g$ ).

В области твердого агрегатного состояния ( $T \ll T_g$ ) (рис. 2, а) основным параметром, характеризующим это состояние, является модуль упругости, который в самом общем случае для анизотропных систем может определяться законом Гука, представляемым в виде:

$$\sigma_{ij} = G_{ijkl} \varepsilon_{kl}, \quad (4)$$

где  $\sigma_{ij}$  — компоненты тензора напряжения соответственно, возникающие в исследуемом материале при его деформировании на величину  $\varepsilon_{kl}$ ;  $G_{ijkl}$  — компоненты тензора модулей упругости.

В области жидкого агрегатного состояния ( $T > T_g$ ) (рис. 2, а) или ( $T > T_{cr}$ ) основным параметром, характеризующим это состояние (рис. 2, в), является вязкость, которая в самом общем случае может определяться из соотношения Навье – Стокса (обобщенного закона Ньютона) в виде:

$$\sigma_{ij} = \eta_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl}, \quad (5)$$

где  $\left( \dot{\varepsilon}_{kl} \equiv v_{kl} = \frac{d\varepsilon}{dt} = \varepsilon \frac{d}{dt} \right)$ ,  $\dot{\varepsilon}_{kl}$  — компоненты тензора скорости деформации (скорость смещения относительно друг друга структурно-кинетических единиц исследуемого материала);  $\eta_{ijkl}$  — компоненты тензора вязкости.

При стремлении компонентов тензора вязкости  $\eta_{ijkl} \rightarrow \infty$  скорость смещения относительно друг друга структурно-кинетических единиц исследуемого материала стремится к  $\dot{\varepsilon}_{kl} \rightarrow 0$ , т.е. подвижность структурных элементов в данной системе прекращается.

Таким образом, при температурах ( $T < T_g$ ) или ( $T < T_{cr}$ ), т.е. в области твердого агрегатного состояния при повышении температуры от 0 до  $T_g$  или  $T_{cr}$  теоретически должен наблюдаться возрастающий фон потерь (рис. 2, а, штриховая линия) и не наблюдаться никаких пиков потерь.

Однако экспериментальные данные показывают, что такое диссипативное поведение исследуемых систем характерно только для бездефектных монокристаллических металлов (Приложение, рис. III, кривая 1). Для всех других материалов в этом интервале температур может наблюдаться от 1–2 до 10–12 локальных по температурному интервалу своего проявления пиков диссипативных потерь [12–14, 17].

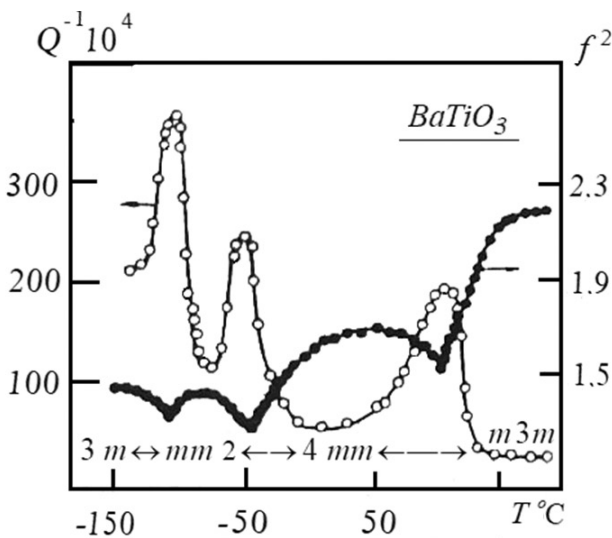
Из этого следует, что для описания локальных диссипативных процессов, проявляющихся в данных интервалах температур, использование вязкости (рис. 2, в) и модуля упругости  $E$  (или модуля сдвига  $G$ ) всей системы, рассматриваемой с модельных представлений сплошной однокомпонентной, бездефектной изотропной среды, не представляется возможным. В то же время классическая теория распространения упругой волны в сплошных твердых и вязких теплопроводных и сжимаемых средах, в первом приближении, связывает коэффициент поглощения (т.е. диссипативную характеристику) именно с вязкостными характеристиками (объемной и сдвиговой вязкостью), теплоемкостью ( $C_V$  и  $C_P$ ), теплопроводностью [18, 19].

Возникает вопрос о том, какие же диссипативные и упругие характеристики необходимо использовать при температурах ( $T < T_g$ ) или ( $T < T_{cr}$ ), т.е. в области твердого агрегатного состояния, для описания локальных диссипативных процессов, наблюдаемых на спектрах внутреннего трения  $\lambda = f(T)$ , для систем, которые не являются однокомпонентными, бездефектными и изотропными.

Прежде чем проводить теоретический анализ природы наблюдаемых на полученных спектрах  $\lambda = f(T)$  различных локальных диссипативных процессов, определим погрешность измерений данного устройства.

### О ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

Метод внутреннего трения (ВТ) в режиме свободно затухающего колебательного процесса является высокочувствительным методом, что подтверждается экспериментальными исследованиями  $\lambda = f(T)$  и  $\nu = f(T)$  структурных перестроек при фазовых переходах в сегнетоэлектрических кристаллических системах [7]. Оценка чувствительности метода в самом общем виде может быть проведена на базе полученных пиков диссипативных потерь, представленных на спектре  $Q^{-1} = f(T)$  для титаната бария  $BaTiO_3$  (рис. 3).



**Рис. 3.** Спектр внутреннего трения  $Q^{-1} = f(T)$  и температурная зависимость частоты свободно затухающего процесса  $f^2 = f(T)$  для  $BaTiO_3$  (по данным работы [7])

Полученное экспериментальное значение для пиков диссипативных потерь на спектре  $Q^{-1} = f(T)$  (рис. 3) лежит в интервале значений

$$Q^{-1} = \operatorname{tg} \delta = \frac{\lambda}{\pi} \approx 10^{-2} \div 10^{-3},$$

поэтому, учитывая общее соотношение для характеристики внутреннего трения в виде [8]:

$$\lambda = \pi \frac{\operatorname{Im} G^*(i\omega)}{\operatorname{Re} G^*(i\omega)} = \frac{G''(\omega)}{G'(\omega)} \approx \frac{\varepsilon_{неупр}}{\varepsilon_{упр}}, \quad (6)$$

где  $G^*(i\omega)$ ,  $G'(\omega)$ ,  $G''(\omega)$  — комплексный модуль сдвига, модуль сдвига и модуль потерь соответственно;  $\varepsilon_{неупр}$ ,  $\varepsilon_{упр}$  — неупругая и упругая компоненты деформации образца.

Амплитуда упругой деформации образца при его закручивании относительно продольной оси на угол  $\varphi_{\max} = 1^\circ$  (рис. 1, а) составляет  $\gamma_{упр} \sim \varepsilon_{упр} = 10^{-5} \div 10^{-6}$  [1], следовательно, из соотношения (6) следует  $\gamma_{\max} \sim \varepsilon_{неупр} \approx 10^{-2} \cdot 10^{-5} \approx 10^{-7}$ . Полученное значение чувствительности устройства ( $\varepsilon_{неупр} \approx 10^{-7}$ ) позволяет фиксировать неупругие деформации кристаллической решетки, связанные с подвижностью атомов и молекул при их реакции на внешнее воздействие.

На примере полиметилметакрилата (ПММА) [12]; [20, с. 43] рассмотрен режим амплитудно-независимого внутреннего трения (АНВТ) при различных амплитудных значениях угла  $\varphi_{\max}$  закручивания образца и получаемых при этом величин относительной деформации  $\gamma_{\max}$  и величины напряжений  $\sigma_{ij_{\max}}$ , возникающих при этом в граничных плоскостях исследуемого образца:

$$\begin{cases} \varphi_{\max} = 1^\circ; & \gamma_{\max} = 1.5 \cdot 10^{-3}; & \sigma_{ij_{\max}} = 1.5 \cdot 10^6 \text{ Па}; \\ \varphi_{\max} = 0.5^\circ; & \gamma_{\max} = 7.5 \cdot 10^{-4}; & \sigma_{ij_{\max}} = 7.5 \cdot 10^5 \text{ Па}. \end{cases} \quad (7)$$

Кроме рассмотренных величин погрешности и чувствительности данного метода, следует также провести анализ величины погрешности измерений ВТ, вызванной перепадом температур  $\Delta T$  на внутренних и внешних границах исследуемого образца, т.е. по поперечному сечению образца, зафиксированного в зажимах колебательной системы устройства. Данный анализ был проведен на сегнетоэлектриках для исследований внутреннего трения фазового механизма диссипативных потерь [7]. При этом квадратное поперечное сечение (с целью упрощения расчетов) заменялось в расчетах теоретическим сечением в виде окружности с радиусом  $r = 1.5$  мм. Наличие перепада температур  $\Delta T$  по радиусу поперечного сечения

образца должно приводить к тому, что пики потерь на спектре  $\lambda = f(T)$ , связанные с фазовыми структурными переходами на внешних слоях образца, будут происходить раньше, чем фазовые превращения на внутренних областях. Это может привести к расширению температурного интервала проявления пика диссипативных потерь на спектре, что, в свою очередь, приведет к расширению непрерывного спектра времен релаксации  $H(\tau)$  этого процесса. Перепад температур определялся на примере керамики (рис. 3) по соотношению:

$$\Delta T \approx \frac{1}{2} \frac{\dot{T} r^2}{\chi} \approx 0.5 \text{ } ^\circ\text{C}, \quad (8)$$

где  $\left(\dot{T} = \frac{dT}{dt}\right)$ ,  $\chi = 7 \cdot 10^{-3} \left[\frac{\text{см}^2}{\text{с}}\right]$  — температуропроводность керамики  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\dot{T} = 20 \frac{\text{К}}{\text{мин}}$  — скорость изменения температуры окружающей среды.

Учитывая, что температурный интервал пика диссипативных потерь на спектре внутреннего трения (рис. 3) при переходе системы  $\text{BaTiO}_3$  из тетраэдрической ( $4mm$ ) в тригональную ( $3m$ ) фазу составляет  $\sim 100 \text{ } ^\circ\text{C}$ , полученный перепад температур  $\Delta T$  практически не оказывает влияния на весь температурный интервал структурного фазового перехода II рода, т.к.  $T \gg \Delta T$ .

Однако полученный перепад температур  $\Delta T \approx 0.5 \text{ } ^\circ\text{C}$  может вызвать появление термоупругих деформаций  $\varepsilon_T$ , возникающих в объеме исследуемого образца. Оценка влияния возникших термоупругих деформаций  $\varepsilon_T$  на максимальное значение деформации образца  $\gamma_{\max} \approx 10^{-3}$  при его закручивании на угол  $\varphi_{\max} = 1^\circ$  в момент времени  $t_0$  (рис. 1) может быть определена по соотношению:

$$\varepsilon_T \approx \frac{1}{2} \alpha_T \Delta T \approx 6 \cdot 10^{-7}, \quad (9)$$

где  $\alpha_T = 2.5 \cdot 10^{-6} \left[\text{град}^{-1}\right]$  — величина коэффициента линейного расширения  $\text{BaTiO}_3$  для интервала температур  $+50 \div +200 \text{ } ^\circ\text{C}$ .

Полученное значение термоупругих деформаций  $\varepsilon_T$  вследствие малости своего значения при фазовом переходе ( $4mm$ )  $\rightarrow$  ( $3m$ ) практически на четыре порядка меньше начального амплитудного значения закручивания исследуемого образ-

ца, что не приводит к заметному влиянию термоупругих деформаций на весь колебательный процесс.

## ЗАДАЧИ И ЦЕЛИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Целью данной работы является описание методики расчетов физико-механических и физико-химических характеристик различных диссипативных процессов, получаемых на устройстве [1] и проявляемых на спектрах внутреннего трения  $\lambda = f(T)$  и на температурных зависимостях частоты  $\nu = f(T)$  свободного затухающего колебательного процесса, возбуждаемого в образцах исследуемых материалов различной химической природы, строения и структуры в разных температурных интервалах (от  $-150$  до  $+500 \text{ } ^\circ\text{C}$ ).

Для достижения поставленной цели представлены экспериментальные результаты  $\lambda = f(T)$  и  $\nu = f(T)$  для различных по химической природе материалов, рассмотрены основные феноменологические модельные представления, на базе которых проводится расчет различных физико-механических и физико-химических характеристик локальных по температуре диссипативных процессов, которые могут иметь различные механизмы внутреннего трения (гистерезисный, фазовый, релаксационный).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ $\lambda = f(T)$ И ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЧАСТОТЫ $\nu = f(T)$ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ПО ХИМИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ МАТЕРИАЛОВ

В Приложении на рис. П1–П4 представлены в качестве примера экспериментальные результаты, полученные как различными авторами, так и авторами данной работы.

Следует отметить, что исследование спектров внутреннего трения весьма бурно проводилось в середине и конце XX в., особенно на металлах и различных сплавах [2–8, 17].

Однако конструктивная простота устройств, реализующих метод внутреннего трения, могла привести к результатам, которые существенно различались.

Например, фиксация параметров затухающего крутильного колебательного процесса осуществлялась с помощью "светового зайчика", а период колебаний — с помощью обычного механического секундомера. Все это вносило большую субъективную погрешность получаемых результатов.

Усложнение конструкции устройств и компьютеризация в получении и обработке эксперимен-

тальных результатов в XXI в. позволили получать достоверные спектры  $\lambda = f(T)$  особенно в области низких температур, где обнаруживаются пики диссипативных потерь малой интенсивности, которые значительно ниже интенсивности диссипативных потерь, наблюдаемых в области температур стеклования  $T_g$  (аморфные материалы) или в области кристаллизации  $T_{cr}$  (кристаллические материалы).

Учитывая, что процессы, наблюдаемые в областях температуры стеклования  $T_g$ , имеют релаксационный механизм внутреннего трения, вектор исследований сместился только в направлении этого  $\alpha$ -процесса в режиме вынужденных динамических колебательных процессов, частота которых может варьироваться в диапазоне от  $10^{-2}$  до  $10^3$  Гц. Однако именно вынужденный процесс смещения структурно-кинетических единиц исследуемых систем (материалов) не позволил данными методами динамического механического анализа (ДМА) проводить исследование тонких спектров внутреннего трения, на которых каждая структурно-кинетическая подсистема резонансно (на собственной частоте) и в определенном температурном интервале может проявиться в виде низкоинтенсивных локальных диссипативных процессов.

При этом следует особенно отметить пионерские работы по исследованиям тонких спектров

внутреннего трения в сегнетоэластиках и сегнетокерамиках, полученных в режиме свободно затухающего колебательного процесса, проф. С.А. Грднева [7].

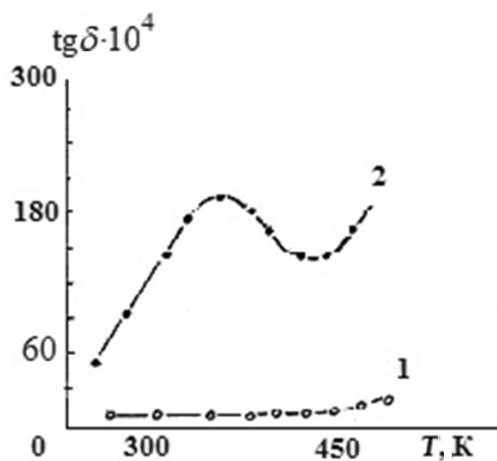
Только в последние годы исследованиями проф. Г.М. Бартенева был восстановлен интерес к решению основной задачи физико-химической механики, которая была сформулирована акад. П.А. Ребиндером и чл.-корр. М.В. Волькенштейном в виде: "химическая природа, строение, структура – физико-механические и физико-химические характеристики – синтез материалов с заданными свойствами" [10, 11].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

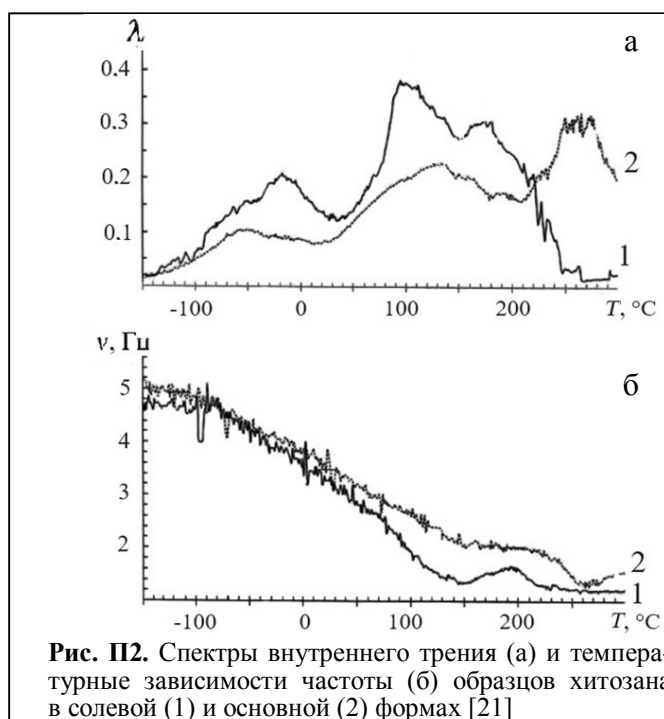
Наличие диссипативных процессов различной интенсивности, проявляемых в виде пиков потерь на спектрах внутреннего трения в различных температурных интервалах, и соответствующего им аномального изменения частоты свободно затухающего колебательного процесса, позволяют разработать метод и методику теоретического анализа этих процессов и оценить погрешность этих исследований.

Данная статья является вступительной в работе, состоящей из трех частей, которые будут опубликованы позже в этом же журнале.

## ПРИЛОЖЕНИЕ



**Рис. П1.** Кривые коэффициента поглощения  $\Psi = \text{tg } \delta$  в функции от температуры для монокристаллического (1) и поликристаллического (2) бесдислокационного олова (99.99% Sn), полученные при частоте  $\nu = 3 \cdot 10^2$  Гц [2, 17]



**Рис. П2.** Спектры внутреннего трения (а) и температурные зависимости частоты (б) образцов хитозана в солевой (1) и основной (2) формах [21]



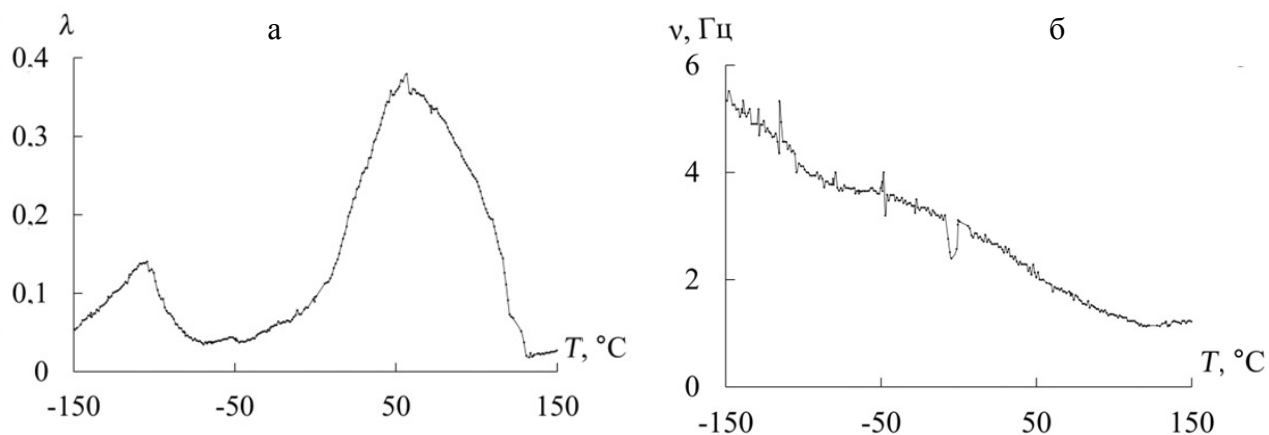


Рис. ПЗ. Спектр внутреннего трения (а) и температурная зависимость частоты (б) образцов полиэтилена [14]

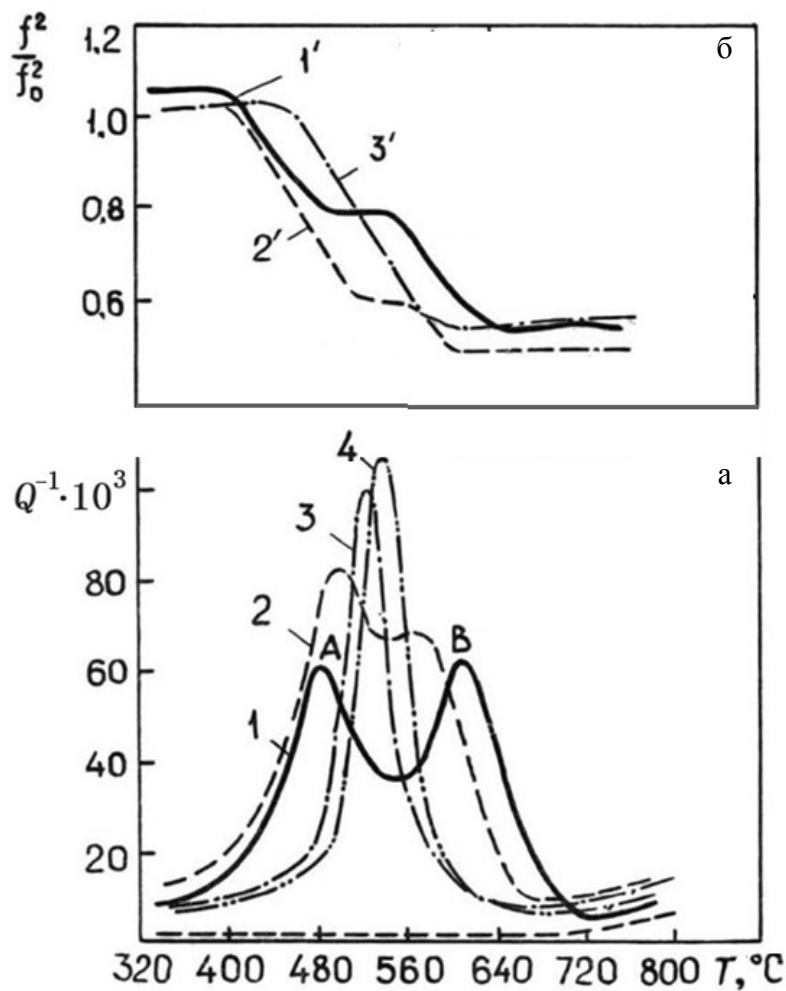


Рис. П4. Спектр внутреннего трения (а) и температурная зависимость частоты (б) образцов лизирующих стекол  $x\text{Na}_2\text{O} \cdot 25\text{B}_2\text{O}_3 \cdot (75-x)\text{SiO}_2$  [8]. 1, 1' — 3%; 2, 2' — 6%; 3, 3' — 10%; 4 — 25% Na<sub>2</sub>O мол%

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ломовской В.А. Устройство для исследования локальных диссипативных процессов в твердых материалах различной химической природы, строения и структуры // Научное приборостроение. 2019. Т. 29, № 1. С. 33–46. URL: <http://iairas.ru/mag/2019/abst1.php#abst5>
2. Постников В.С. Внутреннее трение в металлах. М.: Металлургия, 1969. 330 с.
3. Кристал М.А., Головин С.А. Внутреннее трение и структура металлов. М.: Металлургия, 1976. 376 с.
4. Мешков С.И. Вязкоупругие свойства металлов. М.: Металлургия, 1974. 192 с.
5. Внутреннее трение в металлических материалах. Механизмы внутреннего трения: сб. статей / отв. ред. акад. Ф.Н. Тавадзе и др. М.: Наука, 1970. 208 с.
6. Внутреннее трение в металлах, полупроводниках, диэлектриках и ферромагнетиках: сб. статей / отв. ред. акад. Ф.Н. Тавадзе и др. М.: Наука, 1978. 234 с.
7. Гриднев С.А. Механизмы внутреннего трения в сегнетоэлектриках и сегнетоэластиках. Воронеж, 1983. 360 с.
8. Механизмы релаксационных явлений в твердых телах: сб. статей / отв. ред. В.С. Постников и др. Каунас: КПИ, 1974. 364 с.
9. Бартенев Г.М., Бартенева А.Г. Релаксационные свойства полимеров. М.: Химия, 1992. 384 с.
10. Ребиндер П.А. Избранные труды. Поверхностные явления в дисперсных системах: физико-химическая механика. М.: Наука, 1979. 384 с.
11. Волькенштейн М.В. Конфигурационная статистика полимерных цепей / Под ред. С.Е. Бреслер. Ленинград: Академия наук СССР, 1959. 466 с.
12. Ломовской В.А. Релаксационные явления в полиметилметакрилате // Тонкие химические технологии. 2015. Т. 10, № 3. С. 5–49. URL: <https://www.finechemmirea.ru/jour/article/view/235?locale=ru> RU
13. Ломовской В.А., Абатурова Н.А., Ломовская Н.Ю., Хлебникова О.А. Спектры внутреннего трения поливинилового спирта различной молекулярной массы // ВМС. Серия А. 2015. Т. 57, № 2. С. 120–127. DOI: 10.7868/S2308112015020091
14. Lomovskoy V.A., Shatokhina S.A., Chalykh A.E., Matveev V.V. Spectra of Internal Friction in Polyethylene // Polymers (Basel). 2022. Vol. 14, no. 4. Id. 675. DOI: 10.3390/polym14040675
15. Ломовской В.А. Проблемы структурообразования в дисперсных системах // Современные проблемы физической химии: сборник / Российская акад. наук, Ин-т физ. химии. М.: Изд. Дом "Граница". 2005. С. 193–209.
16. Физическая энциклопедия / под ред. А.М. Прохорова. М.: Большая Российская энциклопедия, 1992.
17. Постников В.С. Температурная зависимость внутреннего трения чистых металлов и сплавов // Успехи физических наук. 1958. Т. 66, № 1. С. 43–77. DOI: 10.3367/UFNr.0066.195809b.0043
18. Физическая акустика / под ред. У. Мэзон. М.: Мир, 1966. Т. 1–7. 1974 с.
19. Михайлов И.Г., Соловьев В.А., Сырников Ю.П. Основы молекулярной акустики / под ред. И.Г. Михайлов. М.: "Наука", 1964. 514 с.
20. Стеклообразное состояние: сб. материалов VII Всесоюз. совещ. / под ред. Е.А. Порай-Кошиц. Ленинград: Наука, 1983. 214 с.
21. Ломовской В.А. Абатурова Н.А., Ломовская Н.Ю., Галушко Т.Б. Релаксационные явления в пленочных материалах из хитозана различных химических форм // ВМС. Серия А. 2019. Т. 61, № 1. С. 52–58. DOI: 10.1134/S2308112019010188

**Институт физической химии и электрохимии  
им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва, Россия**

Контакты: Шатохина Светлана Александровна,  
svetlanka.mazurina@mail.ru

Материал поступил в редакцию 10.10.2023

# METHODOLOGY FOR THE STUDY OF INTERNAL FRICTION IN THE MODE OF FREE DAMPED OSCILLATORY PROCESS (PART 1)

V. A. Lomovskoy, Y. V. Chugunov, S. A. Shatokhina

*Frumkin Institute of Physical Chemistry and Electrochemistry of RAS, Moscow, Russia*

The study of local dissipative processes, which appear as loss peaks in the internal friction spectrum at various temperature ranges and have a variety of structural sources as well as internal friction mechanisms, is the focus of this work.

*Keywords:* free oscillations, logarithmic decrement, temperature dependence of frequency, shear modulus defect, measurement error

## REFERENCES

- Lomovskoy V.A. [The device for researching of local dissipative processes in solid materials of various chemical origin, composition and structure]. *Nauchnoe Priborostroenie* [Scientific Instrumentation], 2019, vol. 29, no. 1, pp. 33–46. DOI: 10.18358/np-29-1-i3346 (In Russ.).
- Postnikov V.S. *Vnutrennee trenie v metallakh* [Internal friction in metals]. Moscow, Metallurgiya Publ., 1969. 330 p. (In Russ.).
- Krishtal M.A., Golovin S.A. *Vnutrennee trenie i struktura metallov* [Internal friction and structure of metals]. Moscow, Metallurgiya Publ., 1976. 376 p. (In Russ.).
- Meshkov S.I. *Vyazkouprugie svoystva metallov* [Viscoelastic properties of metals]. Moscow, Metallurgiya Publ., 1974. 192 p. (In Russ.).
- Tavadze F.N. et al., eds. *Vnutrennee trenie v metallicheskikh materialakh. Mekhanizmy vnutrennego treniya* [Internal friction in metallic materials. Internal friction mechanisms]. Collection of articles. Moscow, Nauka Publ., 1970. 208 p. (In Russ.).
- Tavadze F.N. et al., eds. *Vnutrennee trenie v metallakh, poluprovodnikakh, dielektrikakh i ferromagnetikakh* [Internal friction in metals, semiconductors, dielectrics and ferromagnets]. Collection of articles. Moscow, Nauka Publ., 1978. 234 p. (In Russ.).
- Gridnev S.A. *Mekhanizmy vnutrennego treniya v segnetoelektrikakh i segnetoehlastikakh*. Diss. dokt. fiz.-mat. nauk [Internal friction mechanisms in ferroelectrics and ferroelastics. Doct. phys.-math. sci. diss.]. Voronezh, 1983. 360 p. (In Russ.).
- Postnikov V.S., et al., eds. *Mekhanizmy relaksatsionnykh yavlenii v tverdykh telakh* [Mechanisms of relaxation phenomena in solids]. Collection of articles. Kaunas, KPI Publ., 1974. 364 p. (In Russ.).
- Bartenev G.M., Barteneva A.G. *Relaksatsionnye svoystva polimerov* [Relaxation properties of polymers]. Moscow, Khimiya Publ., 1992. 384 p. (In Russ.).
- Rebinder P.A. *Izbrannye trudy. Poverkhnostnye yavleniya v dispersnykh sistemakh: fiziko-khimicheskaya mekhanika* [Selected works. Surface phenomena in dispersive systems: physicochemical mechanics]. Moscow, Nauka Publ., 1979. 384 p. (In Russ.).
- Vol'kenshtein M.V. *Konfiguratsionnaya statistika polimernykh tsepei* [Configuration statistics of polymer chains]. S.E. Bresler, ed. Leningrad, Akademiya nauk SSSR, 1959. 466 p. (In Russ.).
- Lomovskoy V.A. [Relaxation phenomena in poly(methyl methacrylate)]. *Tonkie Khimicheskie Tekhnologii* [Fine Chemical Technologies], 2015, vol. 10, no. 3, pp. 5–49. (In Russ.). URL: [https://www.finechemmirea.ru/jour/article/view/235?locale=ru\\_RU](https://www.finechemmirea.ru/jour/article/view/235?locale=ru_RU)
- Lomovskoy V.A., Abaturova N.A., Lomovskaya N.Y., Khlebnikova O.A. [Internal-friction spectra of poly(vinyl alcohol) with various molecular masses]. *VMS. Seriya A* [Polymer Science, Series A], 2015, vol. 57, no. 2, pp. 120–127. DOI: 10.7868/S2308112015020091 (In Russ.).
- Lomovskoy V.A., Shatokhina S.A., Chalykh A.E., Matveev V.V. Spectra of Internal Friction in Polyethylene. *Polymers (Basel)*, 2022, vol. 14, no. 4, Id. 675. DOI: 10.3390/polym14040675
- Lomovskoy V.A. [Problems of structure formation in dispersed systems]. *Sovremennye problemy fizicheskoi khimii: sbornik* [Modern problems of physical chemistry: A collection]. Moscow, Izd. Dom "Granitsa". 2005, pp. 193–209. (In Russ.).
- Prokhorov A.M., ed. *Fizicheskaya ehntsiklopediya* [Physical encyclopedia]. Moscow, Bol'shaya Rossiiskaya ehntsiklopediya Publ., 1992. (In Russ.).
- Postnikov V.S. [Temperature dependence of internal friction of pure metals and alloys]. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* [Advances in the physical sciences], 1958, vol. 66, no. 1, pp. 43–77. DOI: 10.3367/UFNr.0066.195809b.0043 (In Russ.).
- Mason W.P., ed. *Physical Acoustics. Principles and Methods*. 1st edition. Elsevier, 1964. (Russ. ed.: Mehzon U., editor. *Fizicheskaya akustika*. Moscow: Mir Publ., 1966. Vol. 1–7. 1974 p.).
- Mikhailov I.G., Solov'ev V.A., Symnikov Yu.P. *Osnovy molekulyarnoi akustiki* [Fundamentals of molecular

- acoustics]. I.G. Mikhailov, ed. Moscow, Nauka Publ., 1964. 514 p. (In Russ.).
20. Porai-Koshits E.A., ed. *Sbornik materialov VII Vsesoyuznogo soveshchaniya: "Stekloobraznoe sostoyanie"* [Proc. of the VII all-union meeting: "Glassy state"]. Leningrad: Nauka Publ., 1983. 214 p. (In Russ.).

21. Lomovskoy V.A., Abaturova N.A., Lomovskaya N.Y., Galushko T.B. [Relaxation phenomena in films of chitosan of various chemical forms]. *VMS. Seriya A* [Polymer Science, Series A], 2019, vol. 61, no. 1, pp. 52–58. DOI: 10.1134/S2308112019010188 (In Russ.).

Contacts: *Shatokhina Svetlana Aleksandrovna*, svetlanka.mazurina@mail.ru

Article received by the editorial office on 10.10.2023

## INTRODUCTION

In [1], a device was presented for studying local dissipative processes (internal friction) in solid materials of different chemical natures, compositions and structures. Internal friction is the process of irreversible dissipation of part of the energy of an external mechanical force occurring in the volume of the system under study and deforming this system.

This device is a pendulum device of both horizontal and vertical design that allows the study of the reaction of all constituents of a sample material in the dynamic mode of a free-damped oscillatory process excited in the system (material) under study.

The study of many physical and mechanical characteristics in materials of different chemical nature, composition, and structure is based on the study of the parameters of transient processes from one equilibrium or non-equilibrium state to another equilibrium state. The dynamic characteristics of these transient processes are assessed by the step response coefficients, which represent the system's response to both changes within the system itself and to changes in external influences on this system. Based on the intensity of changes in the parameters of step responses, one can obtain certain information about the structure of the systems under study. The presence of transition processes from a non-equilibrium to an equilibrium state of a non-conservative system leads to the thermodynamic irreversibility of this process and, as a consequence of internal friction, the dissipation of part of the energy of the external force influence in the system under study. A quantitative characteristic of energy dissipation in a system is the absorption coefficient  $\Psi$ , which is related to other dissipative characteristics by the following relationship:

$$\Psi = \frac{\Delta W}{2\pi W} = Q^{-1} = \operatorname{tg} \delta = \frac{\lambda}{\pi}, \quad (1)$$

where  $\Delta W$  and  $W$  are the values of irreversibly dissipated and supplied energy to the system, respectively;

$Q^{-1}$  is internal friction;  $\delta$  is the phase shift angle between the external influence and the system's response to this influence (deformation  $\varepsilon$ );  $\lambda$  is the logarithmic decrement of the damping of the oscillatory process.

The logarithmic decrement  $\lambda$  of a damping oscillatory process can be used as a measure of internal friction (Fig. 1), which makes it possible to experimentally obtain the temperature dependences of dissipative losses (internal friction spectra  $\lambda = f(T)$ ) and the temperature dependences of the change in the frequency  $\nu = f(T)$  of a free damping oscillatory process, excited in a sample of the material under study. The logarithmic decrement  $\lambda$  is included in the equation describing the oscillatory process in the form

$$\varphi(t) = \varphi_{\max} \exp^{-\beta\theta} = \varphi_{\max} \exp\left[-\left(\frac{\lambda}{\pi}\right)t\right], \quad (2)$$

where  $\varphi_{\max}$  and  $\varphi(t)$  are the amplitude, respectively, maximum and current values of the angle of twist of the loose end of the test sample;  $\beta$  is the attenuation coefficient;  $\theta$  is the period of the oscillatory process;  $t$  is time.

**Fig. 1.** A diagram describing, in general terms, a free-damped oscillatory process excited in the material under study [1].  
 a — excitation of the oscillatory process in the sample of rectangular cross section;  
 б, в, г, д — diagrams of a damped oscillatory process

From relation (2) the logarithmic decrement of the oscillatory process can be determined in the form:

$$\lambda = \frac{1}{n} \ln \frac{\varphi_{\max}}{\varphi(t)}, \quad (3)$$

where  $n$  is the number of oscillations between an oscillation having an amplitude  $\varphi(t)$  and an oscillation having an amplitude  $\varphi_{\max}$  in the time sweep (Fig. 1, в).

Each temperature  $T$  of research has own time sweep of the oscillatory process (relation (2)) and its own value of the logarithmic decrement  $\lambda$ , as well as own value of the frequency  $\nu$  of the oscillatory process excited in the sample under study. This makes it possible to obtain experimental spectra of internal friction  $\lambda = f(T)$  and the temperature dependence of the frequency  $\nu = f(T)$  of the oscillatory process excited in the sample under study.

The study of dissipative phenomena by analyzing the spectra of internal friction in materials of various chemical natures shows that the spectra of internal friction  $\lambda = f(T)$  can show both a monotonically increasing background of dissipative losses (with increasing temperature) and loss peaks that overlap an increasing background of internal friction (Appendix, Fig. П11–П14).

#### FORMULATION OF THE PROBLEM

Analysis of the experimental spectra of internal friction  $\lambda = f(T)$  shows that the most “simple” spectrum is possessed by pure, defect-free monocrystalline metallic materials, for which the dissipation of part of the energy of the external force action is a background of internal friction. This background increases monotonically with increasing temperature up to the phase transition temperature  $T_{cr}$  and increases sharply at  $T > T_{cr}$  [2–14] (Appendix, Fig. П11).

The study of similar dependencies for pure, but with various “structural defects” monocrystalline metals, polycrystalline metals and alloys, inorganic crystals, glassy inorganic and high-molecular polymer systems reveals the presence of the  $i$ -th number of loss maxima against a monotonically increasing background of internal friction, they are present at temperatures of both the solid state of aggregation and the liquid state of aggregation of the systems under study. The same applies to high-molecular polymer systems existing (as defined by academician V.A. Kargin) in solid and viscous-flow physical states.

It should be noted that the primary dissipative characteristic—its temperature change in viscosity  $\eta = f(T)$ —cannot be used to characterize the physical and mechanical properties of the  $i$ -th number of loss maxima, which are present at temperatures of the solid state of aggregation against a monotonically increasing background of internal friction (Fig. 2).

**Fig. 2.** Schematic summary:

а — spectrum of internal friction for the  $i$ -th number of peaks of local dissipative losses;  
 б — temperature dependence of frequency  $\nu$  of free damped oscillatory process excited in the sample under study;  
 в — temperature dependence of the viscosity of the system;  
 г — temperature dependence of the shear modulus  $G$  of the material of the sample under study

Comparison of spectra  $\lambda = f(T)$  (Fig. 2, а) with the corresponding temperature dependences of viscosity  $\eta = f(T)$  (Fig. 2, в) shows that the peaks of dissipative losses observed in these systems correspond to temperatures at which the experimental value of viscosity  $\eta$  is not determined. It has a significantly greater value than the value corresponding to the transition of the system from a viscous-flow structural-liquid state to a non-equilibrium “frozen”, i.e., solid state [15]. In contrast to the viscous characteristics of the systems under study  $\eta = f(T)$ , it turns out to be possible both to compare the spectrum of internal friction of the system  $\lambda = f(T)$  as a whole (model of a homogeneous continuous solid body) and to compare with local dissipative losses manifested in these spectra in various temperature ranges in the form of peaks losses of varying intensity (model of the atomic-molecular structure of the system), in particular the corresponding experimental temperature dependences of the change in frequency  $\nu = f(T)$  (Fig. 2, б) of a free damped oscillatory process excited in the system under study.

As it is known, the frequency of the oscillatory process excited in a sample of the material under study depends not only on the geometry (i.e., moment of inertia  $I$ ) of this sample but also on the elastic (shear) modulus of the material of this sample, i.e.,  $G \approx \nu^2$ . In addition, thermodynamic calculations of the temperature dependence of the elastic modulus of metals show that the elastic (shear) modulus  $G$  in the case of increasing temperature from cryogenic values to the crystallization temperature  $T_{cr}$  monotonically decreases by 2–4% for every 100 degrees of temperature increase (Fig. 2, г, dashed curve 1) [16], i.e.  $G = f(I, \nu^2, T)$ . Taking into account the fact that the moment of inertia of the sample under study changes slightly relative to temperature, we can accept  $G \approx f(\nu^2, T)$ .

In the region of glass-transition temperatures  $T_{cr}$  (or  $T_g$  for amorphous materials) the temperature dependence shows an intense decrease in the value of the elastic modulus  $G = f(T)$ . For low-molecular materials, the value of the elastic modulus decreases from a value corresponding to the value of the modulus for the solid state of aggregation to a value corresponding to the elastic (shear) modulus in a liquid.

For high-molecular polymer materials in the temperature range  $T_g$  (glass transition temperature), a decrease in the elastic modulus is also observed, but not to a value corresponding to the elastic modulus of the liquid but to the value of the modulus of elasticity of a highly elastic state  $G_{BЭ}$ , and with a further increase in temperature to the value of a viscous fluid.

Thus, the temperature dependences of the frequency (Fig. 2, б) and, accordingly, the modulus  $G = f(T)$  (Fig. 2, г), show a deviation of the experimental frequency curve from its theoretically calculated value. Consequently, the temperature dependence of the elasticity (shear) modulus will show a similar deviation, corresponding to the difference in the elasticity modulus of the solid aggregate and the highly elastic physical states of the polymer system.

A further temperature increase up to the temperature of transition from a highly elastic to a viscous-flow state leads to a second temperature zone of intense reduction in the elastic modulus.

It should be noted that if the polymer decomposition temperature  $T_p$  is lower than the transition temperature into a viscous flow state  $T_g$ , i.e. ( $T_p < T_g$ ), then the dependence  $G = f(T)$  in this temperature range may be more complex than in the case when ( $T_p > T_g$ ).

In the region of the solid state of aggregation ( $T \ll \ll T_g$ ) (Fig. 2, а) the main parameter characterizing this state is the elastic modulus, which, in the most general case for anisotropic systems, can be determined by Hooke's law as:

$$\sigma_{ij} = G_{ijkl} \varepsilon_{kl}, \quad (4)$$

where  $\sigma_{ij}$  are the components of the stress tensor, respectively, arising in the material under study when it is deformed by an value  $\varepsilon_{kl}$ ;  $G_{ijkl}$  are the components of the tensor of elastic moduli.

In the region of the liquid state of aggregation ( $T > T_g$ ) (Fig. 2, а) or ( $T > T_{cr}$ ) the main parameter characterizing this state (Fig. 2, в) is viscosity, which can be determined from the Navier – Stokes relation (generalized Newton's law) in the most general case:

$$\sigma_{ij} = \eta_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl}, \quad (5)$$

where  $\left( \dot{\varepsilon}_{kl} \equiv v_{kl} = \frac{d\varepsilon}{dt} = \varepsilon \frac{d}{dt} \right)$ ,  $\dot{\varepsilon}_{kl}$  are the components of the strain rate tensor (the rate of displacement of the structural and kinetic units relative to each other);  $\eta_{ijkl}$  are the components of the viscosity tensor.

As the components of the viscosity tensor tend to  $\eta_{ijkl} \rightarrow \infty$ , the rate of displacement of the structural-kinetic units of the material under study tends to  $\dot{\varepsilon}_{kl} \rightarrow 0$  relative to each other, i.e., the mobility of structural elements in this system stops.

Thus, at temperatures ( $T < T_g$ ) or ( $T < T_{cr}$ ), i.e., in the region of the solid state of aggregation, as the temperature increases from 0 to  $T_g$  or  $T_{cr}$  theoretically, an increasing background of losses (Fig. 2, а, dashed line) and no loss peaks should be observed.

However, experimental data show that the dissipative behavior of the systems under study is characteristic only of defect-free monocrystalline metals (Appendix, Fig. П1, curve 1). For all other materials in this temperature range, from 1–2 to 10–12 local peaks of dissipative losses can be observed [12–14, 17].

It follows from this that the use of viscosity (Fig. 2, в) and elastic modulus  $E$  (or shear modulus  $G$ ) of the entire system, considered as a continuous single-component, defect-free isotropic medium, is not possible to describe local dissipative processes manifested in given temperature ranges. However, the classical theory of elastic wave propagation in continuous solid and viscous heat-conducting and compressible media, to a first approximation, connects the absorption coefficient (i.e., dissipative characteristic) precisely with viscous characteristics (volume and shear viscosity), heat capacity ( $C_V$  and  $C_P$ ), thermal conductivity [18, 19].

The question arises about what dissipative and elastic characteristics should be used at temperatures ( $T < T_g$ ) or ( $T < T_{cr}$ ), i.e., in the region of the solid state of aggregation, to describe local dissipative processes observed on the spectra of internal friction  $\lambda = f(T)$  for systems that are not single-component, defect-free, and isotropic.

Before conducting a theoretical analysis of the nature of the various local dissipative processes observed in the obtained spectra  $\lambda = f(T)$ , we determine the measurement error of this device.

#### ABOUT MEASUREMENT ACCURACY

The method of internal friction (IF) in the mode of a freely damping oscillatory process is a highly sensi-

tive method, confirmed by experimental studies  $\lambda = f(T)$  and  $\nu = f(T)$  of structural rearrangements during phase transitions in ferroelectric crystalline systems [7]. The sensitivity of the method in its most general form can be assessed on the basis of the obtained peaks of dissipative losses presented in the spectrum  $Q^{-1} = f(T)$  for barium titanate (Fig. 3).

**Fig. 3.** Spectrum of internal friction  $Q^{-1} = f(T)$  and temperature dependence of the frequency of a free damping process  $f^2 = f(T)$  for BaTiO<sub>3</sub> (according to [7])

The obtained experimental value for the peaks of dissipative losses in the spectrum  $Q^{-1} = f(T)$  (Fig. 3)

lies in the range of values  $Q^{-1} = \text{tg } \delta = \frac{\lambda}{\pi} \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ , therefore, taking into account the general relationship for the characteristic of internal friction [8]:

$$\lambda = \pi \frac{\text{Im } G^*(i\omega)}{\text{Re } G^*(i\omega)} = \frac{G''(\omega)}{G'(\omega)} \approx \frac{\varepsilon_{\text{неупр}}}{\varepsilon_{\text{упр}}}, \quad (6)$$

where  $G^*(i\omega)$ ,  $G'(\omega)$ ,  $G''(\omega)$  is the complex shear modulus, shear modulus, and loss modulus, respectively;  $\varepsilon_{\text{неупр}}$ ,  $\varepsilon_{\text{упр}}$  are inelastic and elastic components of sample deformation.

The amplitude of elastic deformation of a sample when it is twisted relative to the longitudinal axis by angle  $\varphi_{\text{max}} = 1^\circ$  (Fig. 1, a) is  $\gamma_{\text{упр}} \sim \varepsilon_{\text{упр}} = 10^{-5} \div 10^{-6}$  [1], therefore,  $\gamma_{\text{max}} \sim \varepsilon_{\text{неупр}} \approx 10^{-2} \cdot 10^{-5} \approx 10^{-7}$ . follows from relation (6): The obtained sensitivity value of the device ( $\varepsilon_{\text{неупр}} \approx 10^{-7}$ ) allows us to record inelastic deformations of the crystal lattice associated with the mobility of atoms and molecules during their reaction to external influence.

Let's use polymethyl methacrylate (PMMA) as an example [12], [20, p. 43] to consider the regime of amplitude-independent internal friction (AIF) in the cases of various amplitude values of the angle  $\varphi_{\text{max}}$  of twist of the sample, the resulting values of relative deformation  $\gamma_{\text{max}}$ , and stress values  $\sigma_{ij\text{max}}$  that arise in the boundary planes of the sample under study:

$$\begin{cases} \varphi_{\text{max}} = 1^\circ; & \gamma_{\text{max}} = 1.5 \cdot 10^{-3}; & \sigma_{ij\text{max}} = 1.5 \cdot 10^6 \text{ Па}; \\ \varphi_{\text{max}} = 0.5^\circ; & \gamma_{\text{max}} = 7.5 \cdot 10^{-4}; & \sigma_{ij\text{max}} = 7.5 \cdot 10^5 \text{ Па}. \end{cases} \quad (7)$$

In addition to the considered error values and the sensitivity of this method, it is also necessary to analyze the magnitude of the IF measurement error caused by temperature differences  $\Delta T$  on the internal and external boundaries of the sample under study, i.e., along the cross section of the sample fixed in the clamps of the oscillatory system of the device. This analysis was carried out on ferroelectrics to study the internal friction of the phase mechanism of dissipative losses [7]. The square cross section (in order to simplify calculations) was replaced in calculations with a theoretical cross-circle section with a radius  $r = 1.5$  мм. The presence of a temperature difference  $\Delta T$  along the radius of the cross section of the sample should lead to the fact that spectrum loss peaks  $\lambda = f(T)$  associated with phase structural transitions on the outer layers of the sample will occur earlier than phase transformations in internal areas. This can lead to an expansion of the temperature range for the manifestation of the peak of dissipative losses on the spectrum, which, in turn, will lead to an expansion of the continuous spectrum of relaxation times  $H(\tau)$  of this process. The temperature difference was determined using ceramics as an example (Fig. 3) according to the ratio:

$$\Delta T \approx \frac{1}{2} \frac{\dot{T} r^2}{\chi} \approx 0.5 \text{ }^\circ\text{C}, \quad (8)$$

where  $\left(\dot{T} = \frac{dT}{dt}\right)$ ,  $\chi = 7 \cdot 10^{-3} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{c}}\right]$  is the thermal

conductivity of ceramics BaTiO<sub>3</sub>, and  $\dot{T} = 20 \frac{\text{K}}{\text{мин}}$  is the rate of change in ambient temperature.

Considering that the temperature range of the peak of dissipative losses on the spectrum of internal friction (Fig. 3) during the transition of the system BaTiO<sub>3</sub> from the tetrahedral ( $4mm$ ) to the trigonal ( $m3m$ ) phase is  $\sim 100$  °C, the resulting temperature difference  $\Delta T$  has practically no effect on the entire temperature range of the second-order structural phase transition, since  $T \gg \Delta T$ .

However, the resulting temperature difference  $\Delta T \approx 0.5$  °C can cause the appearance of thermoelastic deformations  $\varepsilon_T$  that occur in the bulk of the sample under study. An assessment of the influence of the resulting thermoelastic deformations  $\varepsilon_T$  on the maximum value of the sample deformation  $\gamma_{\text{max}} \approx 10^{-3}$  when twisting it through an angle  $\varphi_{\text{max}} = 1^\circ$  at a moment in time  $t_0$  (Fig. 1) can be determined by the relation:

$$\varepsilon_T \approx \frac{1}{2} \alpha_T \Delta T \approx 6 \cdot 10^{-7}, \quad (9)$$

where  $\alpha_T = 2.5 \cdot 10^{-6} [\text{grad}^{-1}]$  is the value of the  $\text{BaTiO}_3$  linear expansion coefficient for the temperature range  $+50 \div +200$  °C.

Due to the smallness of its value during the phase transition  $(4mm) \rightarrow (m3m)$ , the obtained value of thermoelastic deformations  $\varepsilon_T$  is almost four orders of magnitude less than the initial amplitude value of the twist of the sample under study, which does not lead to a noticeable influence of thermoelastic deformations on the entire oscillatory process.

### OBJECTIVES AND GOALS OF THE STUDY

The purpose of this work is to describe methods for calculating the physical-mechanical and physical-chemical characteristics of various dissipative processes obtained using the device [1] and manifested on the spectra of internal friction  $\lambda = f(T)$  and on the temperature dependences of the frequency  $\nu = f(T)$  of the free damped oscillatory process excited in samples of the studied materials of different chemical natures, compositions, and structures in various temperature ranges (from  $-150$  to  $+500$  °C).

To achieve this purpose, experimental data on  $\lambda = f(T)$  and  $\nu = f(T)$  for materials of different chemical natures are presented; the main phenomenological model concepts are considered and served as the basis for the calculation of various physical-mechanical and physical-chemical characteristics of dissipative processes, local in temperature, and having different mechanisms of internal friction (hysteresis, phase, relaxation).

### EXPERIMENTAL SPECTRA OF INTERNAL FRICTION $\lambda = f(T)$ AND TEMPERATURE DEPENDENCE OF FREQUENCY $\nu = f(T)$ FOR MATERIALS OF DIFFERENT CHEMICAL NATURE

As an example, experimental results obtained by both the authors of this work and various researchers are presented in the Appendix in Figs. П1–П4.

It should be noted that the studies of internal friction spectra were carried out very vigorously, especially on metals and various alloys [2–8, 17], in the middle and end of the 20th century.

However, the simplicity of the design of devices implementing the internal friction method could lead to results that differed significantly.

For example, the parameters of a damping torsional oscillations were recorded using a light flash, and the oscillation period was recorded using a conventional mechanical stopwatch. All this introduced a large subjective error in the results obtained.

The increasing complexity of device design and computerization in obtaining and processing experimental results in the 21st century made it possible to get reliable spectra  $\lambda = f(T)$ , especially in the region of low temperatures, where one can detect peaks of dissipative losses of low intensity, which are significantly lower than the intensity of dissipative losses observed in the region of glass transition temperatures  $T_g$  (amorphous materials) or in the region of crystallization  $T_{cr}$  (crystalline materials).

Considering that the processes observed in the glass transition temperature  $T_g$  regions have a relaxation mechanism of internal friction, the vector of research has shifted only toward this  $\alpha$ -process in the mode of forced dynamic oscillatory processes, the frequency of which can vary in the range from  $10^{-2}$  to  $10^3$  Hz. However, it was precisely the forced process of displacement of the structural-kinetic units of the systems (materials) under study that did not allow to use methods of dynamic mechanical analysis (DMA) to conduct studies of fine spectra of internal friction, in which each structural-kinetic subsystem is resonant (at its own frequency) and in a certain temperature range can manifest itself in the form of low-intensity local dissipative processes.

It should be especially noted the pioneering work by prof. S.A. Gridnev on the fine spectra of internal friction in ferroelastics and ferroelectric ceramics obtained in the mode of a free-damped oscillatory process [7].

Only in recent years, research by prof. G.M. Bartenev restored interest in the solution to the main problem of physical-chemical mechanics, which was formulated by acad. P.A. Rebinder and corresponding member M.V. Volkenstein as "chemical nature, composition, structure – physical-mechanical and physical-chemical characteristics – synthesis of materials with specified properties" [10, 11].

### CONCLUSION

The presence of dissipative processes of varying intensity, manifested in loss peaks on the spectra of internal friction in different temperature ranges, and the corresponding anomalous change in the frequency of the free-damped oscillatory process, make it possible to develop a method and technique for the theoretical analysis of these processes and evaluate the error of these studies.



This work is an introduction to a study consisting of three parts; the publication will be continued later in this journal.

#### APPENDIX

**Fig. П1.** Curves of the absorption coefficient  $\Psi = \operatorname{tg} \delta$  as a function of temperature for monocrystalline (1) and polycrystalline (2) dislocation-free tin (99.99% Sn), obtained at a frequency  $\nu = 3 \cdot 10^2$  Hz [2, 17]

**Fig. П2.** Internal friction spectra (a) and temperature dependences of frequency ( $\bar{\omega}$ ) of chitosan samples in salt (1) and basic (2) forms [21]

**Fig. П3.** Internal friction spectrum (a) and temperature dependence of frequency ( $\bar{\omega}$ ) of polyethylene samples [14]

**Fig. П4.** Internal friction spectrum (a) and temperature dependence of frequency ( $\bar{\omega}$ ) of  $x\text{Na}_2\text{O} \cdot 25\text{B}_2\text{O}_3 \cdot (75-x)\text{SiO}_2$  liquid glass samples [8].  
1, 1' — 3%; 2, 2' — 6%; 3, 3' — 10%; 4 — 25%  $\text{Na}_2\text{O}$  mol%