

Температурные зависимости низкочастотного внутреннего трения и модуля сдвига в объемном аморфном сплаве

© Н.П. Кобелев, Е.Л. Кольванов, В.А. Хоник*

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

*Воронежский государственный педагогический университет,
394043 Воронеж, Россия

E-mail: kobelev@issp.ac.ru

(Поступила в Редакцию 13 мая 2003 г.)

В объемном аморфном сплаве $Zr_{52.5}Ti_5Cu_{17.9}Ni_{14.6}Al_{10}$ методом обратного крутильного маятника проведены исследования поведения затухания и модуля сдвига в области температур от комнатной до температуры кристаллизации в диапазоне частот 5–40 Hz. Получены оценки спектров энергий активации необратимой и обратимой структурной релаксации. Результаты обсуждаются в рамках модели двухуровневых энергетических состояний.

Работа выполнена при финансовой поддержке Американского фонда гражданских исследований и развития (проект № RP1-2320-VO-02) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 01-02-16461).

В последние годы обнаружено значительное количество металлических композиций (так называемых объемных металлических стекол), имеющих низкую критическую скорость охлаждения без кристаллизации (до 0.1 K/s) и позволяющих низкую критическую скорость охлаждения без кристаллизации (до 0.1 K/s) и позволяющих получать в аморфном состоянии образцы с диаметром до 10 см [1,2]. Наряду с тем что некоторые из этих сплавов уже сейчас имеют практическое применение, их открытие расширяет возможности для исследования природы аморфного состояния. В частности, большой интерес представляет изучение влияния скорости закалки на свойства металлических стекол. Кроме того, наличие материалов в виде объемных образцов, а не только лент, увеличивает инструментальные возможности их исследования.

Металлические стекла находятся в структурно-неравновесном состоянии, поэтому в них протекают необратимые процессы (структурная релаксация), которые существенно влияют на их физические характеристики. Одним из эффективных методов исследования релаксационных процессов в твердых телах является метод внутреннего трения. Поэтому цель данной работы — изучение температурных зависимостей низкочастотного внутреннего трения и модуля сдвига в объемном металлическом стекле $Zr_{52.5}Ti_5Cu_{17.9}Ni_{14.6}Al_{10}$ в области температур от комнатной до температуры кристаллизации.

1. Методика

Исходный сплав необходимой композиции готовился вакуумной индукционной плавкой в условиях левитации. Для получения металлического стекла производилась закалка расплава выдавливанием из кварцевого тигля в вакуумированную медную изложницу, находящуюся при комнатной температуре [3]. Скорость закалки составляла около 10^2 K/s [3]. Получаемые заготовки имели размеры

$2 \times 5 \times 60$ mm. Образцы для измерений готовились с помощью электромеханической резки и последующей механической шлифовки и представляли собой бруски квадратного или прямоугольного сечения площадью от ~ 1 до 4 mm² и длиной от 30 до 50 mm. Структурное состояние (аморфность) проверялось с помощью рентгеновского анализа. Температуры стеклования и начала кристаллизации сплава для скорости нагрева 2 K/min, как следует из данных, полученных ранее на аналогичных образцах, составляли примерно 650 и 700 K.

Измерения внутреннего трения и модуля сдвига проводились на обратном крутильном маятнике в вакууме $\sim 10^{-2}$ Pa в области температур от 300 до 700 K. Диапазон частот измерений составлял примерно от 5 до 40 Hz. Измерения проводились в режиме нагрева с постоянной скоростью (2 K/min) при амплитуде деформации $\sim 10^{-5}$.

2. Результаты

На рис. 1 представлены характерные температурные зависимости декремента затухания δ и относительного изменения квадрата резонансной частоты f маятника для нескольких частот измерений. (Модуль сдвига G пропорционален квадрату резонансной частоты крутильного маятника, квадрату площади поперечного сечения образца, коэффициенту, зависящему от формы поперечного сечения, и обратно пропорционален его длине [4], т.е. в первом приближении можно считать $f^2(T) \sim G/\rho$, ρ — плотность материала). Как видно из рисунка, изменение модуля сдвига с температурой до начала кристаллизации (~ 700 K) имеет немонотонный характер (линейное уменьшение в области от комнатной температуры до примерно 500 K, практически независимый от температуры участок от 500 до 600 K с небольшим ростом вблизи 600 K и сверхлинейный спад выше 600–650 K). Кроме того, за исключением области выше 600 K, изменение модуля сдвига с температурой не

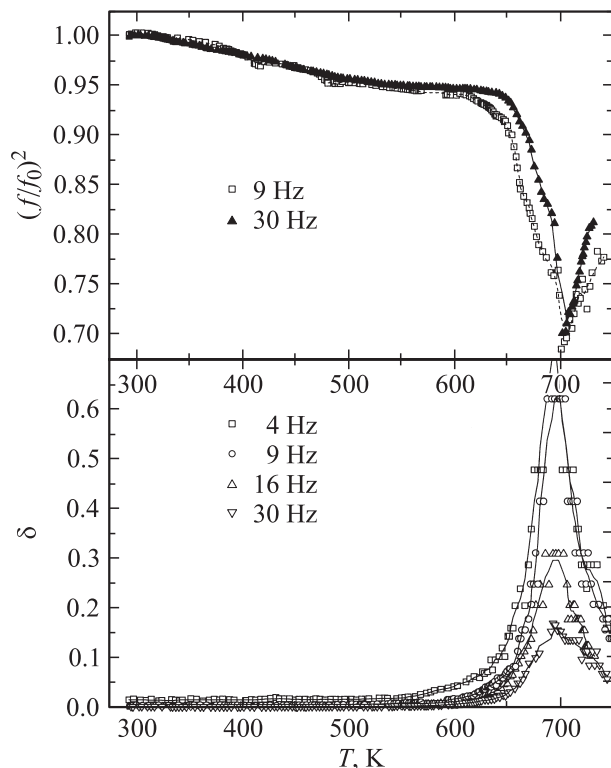


Рис. 1. Температурные зависимости квадрата резонансной частоты крутильного маятника и декремента затухания в сплаве Zr-Cu-Ni-Al-Ti при нагреве образца со скоростью 2 K/min.

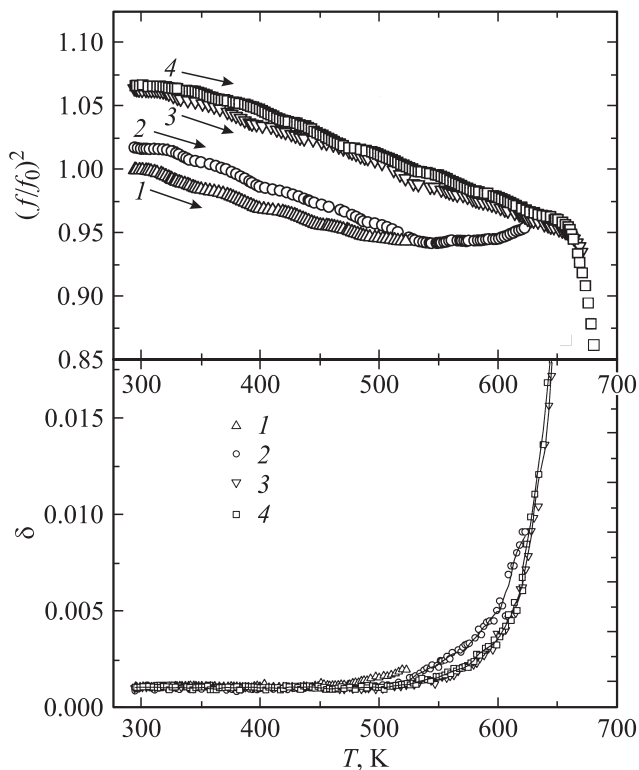


Рис. 2. Относительное изменение квадрата резонансной частоты и декремента затухания в ходе четырех последовательных циклов нагрева до 525 (1), 625 (2), 670 (3) и 700 К (4). Частота измерений 40 Hz.

зависит от частоты измерений. В то же время величина затухания увеличивается с уменьшением частоты. Это обстоятельство свидетельствует о том, что в данном диапазоне частот для релаксационных процессов должно выполняться условие $\omega\tau > 1$ (τ — время релаксации), а также, что наблюдаемые особенности в поведении модуля сдвига ниже 600 К не могут быть связаны с релаксационным вкладом в его эффективную величину.

Следует отметить, что изменение модуля сдвига G до температур примерно 400–450 К является обратимым, а величина затухания лежит в пределах фонового уровня. Нагрев образца до температур 500 К и выше сопровождается необратимыми изменениями: увеличением модуля и уменьшением затухания, о чем свидетельствуют результаты циклических температурных испытаний (рис. 2). При этом в повторном цикле нагрева линейная температурная зависимость модуля сохраняется примерно до максимальной температуры предыдущего цикла. С этой же температуры снова начинает резко увеличиваться затухание. Такой процесс продолжается до температур около 600–640 К. С дальнейшим увеличением максимальной температуры нагрева рост величины модуля при комнатной температуре после возврата практически прекращался, а температурные зависимости затухания и модуля сдвига становились обратимыми. Однако, нагрев образца до температур, близких к началу кристаллизации (выше 650 К), или выдержка образца в течение некоторого времени при температурах выше 600 К снова вызвали необратимые изменения в температурных зависимостях, которые в основном сводились к усилению нелинейной зависимости модуля в области выше 650 К (его понижению с одновременным ростом затухания) и снижению температуры начала кристаллизации.

Таким образом, можно выделить несколько отдельных аспектов в поведении внутреннего трения и модуля сдвига объемного металлического стекла Zr-Cu-Ni-Al-Ti, которые рассмотрим последовательно.

3. Обсуждение

Необратимые изменения затухания и модуля сдвига в области температур 450–600 К можно качественно описать в рамках модели двухуровневых энергетических состояний. Предположим, что в структуре металлического стекла имеются центры, которые в результате небольших изменений в межатомной конфигурации могут иметь два различных по энергии состояния, разделенных энергетическим барьером E , отличающиеся также локальной симметрией межатомного взаимодействия, например, в простейшем случае одно (c) характеризуется сферической симметрией, другое (s) — осевой. (В кристаллической структуре примерами таких центров могут служить междоузлия (расщепленная и симметричная конфигурация), дефекты внедрения и т.п. [5]). Вопрос об атомарном строении подобного типа центров в аморфных материалах пока остается

открытым, хотя, например, в работах [6–8] развивается феноменологическая теория, в которой свойства аморфного и жидкого состояний описываются на основе междоузельной модели строения).

Будем считать концентрацию центров N достаточно малой, чтобы не учитывать их взаимодействия. В равновесии относительные концентрации этих энергетических состояний (n_c и n_s) определяются соотношениями

$$\begin{aligned} n_c &= 1/(1 + \exp(E_c - E_s)/T), \\ n_s &= 1/(1 + \exp(E_s - E_c)/T). \end{aligned} \quad (1)$$

Будем характеризовать ориентацию s -состояния единичным вектором s^α , коллинеарным оси симметрии. Введем угловую плотность концентрации этих состояний (в изотропном случае ее равновесное значение равно $n_s/4\pi$). Ее изменение v_s^α при наличии малой сдвиговой деформации ε_{ij} будет определяться кинетическим уравнением

$$\tau \frac{\partial v_s^\alpha}{\partial t} + v_s^\alpha = n_s n_c V s_i^\alpha s_j^\alpha \varepsilon_{ij} / 4\pi T, \quad (2)$$

где $\tau = \tau_0(n_s n_c)^{1/2} \exp(E/T)$, τ_0 — характерное время, V — деформационный потенциал. Изменение свободной энергии, связанное с первым членом взаимодействия между v_s^α и ε_{ij} , может быть записано в виде

$$\Delta F = -a N v_s^\alpha V s_i^\alpha s_j^\alpha \varepsilon_{ij}. \quad (3)$$

Используя термодинамическое определение тензора упругих напряжений

$$\sigma_{ij} = [\partial F / \partial \varepsilon_{ij}]_{T,v}, \quad (4)$$

из (2)–(4) легко получить величину дополнительного релаксационного вклада в модуль сдвига, связанного с переходами между s - и c -состояниями, которая будет иметь вид

$$\Delta G = -a V^2 \Omega N n_s n_c / T (1 + i\omega\tau), \quad (5)$$

где $\Omega = 1/15$ — ориентационный множитель. (В общем случае, когда оба энергетических состояния характеризуются анизотропией локального межатомного взаимодействия, выражение (5) будет иметь такой же вид, где V будет некой эффективной величиной, зависящей от величин деформационных потенциалов и фактора корреляции между направлениями анизотропии в этих состояниях).

Далее будем рассматривать случай, когда $\omega\tau \gg 1$, что соответствует экспериментальным данным для используемого диапазона частот. Тогда мнимая часть выражения (5) будет определять величину затухания, а релаксационный вклад в изменение модуля будет пренебрежимо мал.

Естественно предположить, что при получении металлического стекла в результате закалки соотношение между энергетическими состояниями центров будет далеко от равновесного (если разница между энергетическими уровнями хотя бы в несколько раз больше T). Величина отклонения от равновесной концентрации Δn будет изменяться со временем при фиксированной температуре по закону

$$\partial \Delta n / \partial t = -\Delta n / \tau. \quad (6)$$

При $\omega\tau \gg 1$ изменение величины Δn за период колебаний будет пренебрежимо малым, поэтому изменение v_s^α со временем можно считать полностью обратимым. Наличие Δn приводит к дополнительному члену $(\Delta n_s) n_s V s_i^\alpha s_j^\alpha \varepsilon_{ij} / 4\pi T$ в правой части выражения (2) и дополнительному („неравновесному“) вкладу в декремент затухания

$$\delta = \pi a V^2 \Omega N |\Delta n(t)| n_c / (T \omega \tau). \quad (7)$$

Из (7) следует, что „неравновесный“ вклад при данной температуре может быть больше равновесного, если высокоэнергетическое состояние обладает осевой симметрией.

Рассмотрим теперь, как будет изменяться величина этого вклада в затухание при изменении температуры, считая, что величина N (концентрация центров) остается в рассматриваемом диапазоне температур неизменной. Проанализируем сначала, как будет изменяться с температурой Δn . Величину τ в (6) при принятых предположениях можно записать в виде $\tau = \tau_0 \exp(E_0/T)$, где $E_0 = E - |E_s - E_c|$, а выражение (6) при нагреве образца с постоянной скоростью изменения температуры θ от низких температур, считая, что „неравновесная“ концентрация существенно больше равновесной, можно переписать в виде

$$\partial \Delta n / \partial T = -\Delta n \exp(-E_0/T) / (\tau_0 \theta). \quad (8)$$

Полагая, что τ_0^{-1} характеризует частоты атомного порядка ($10^{13} - 10^{15} \text{ s}^{-1}$), будем считать, что выполняются следующие условия: $T/\tau_0\theta \gg 1$, $T/E_0 \ll 1$ и $T^2/(E_0\tau_0\theta) \gg 1$. Можно показать, что при этих условиях (которые, как будет видно в дальнейшем, действительно выполняются) приближенное решение уравнения (8) имеет вид

$$\Delta n(T) = \Delta n_0 \exp(-T^2 \exp(-E_0/T) / (E_0\tau_0\theta)). \quad (9)$$

На рис. 3 приведена температурная зависимость $\Delta n/\Delta n_0$, рассчитанная для $E_0 \approx 1.9 \text{ eV}$, $\tau_0 \sim 10^{-13} \text{ s}$ и $\theta = 2 \text{ K/min}$. Как видно из рисунка, релаксация „неравновесного“ состояния при одной энергии активации происходит в достаточно узком температурном интервале. Там же приведена зависимость $\partial(\Delta n/\Delta n_0)/\partial T$, которая имеет вид острого несимметричного пика. Положение максимума этого пика соответствует условию $E_0/T = \ln(T^2/E_0\tau_0\theta)$. Из сравнения (7) и (8) видно, что

$$\delta \sim |\partial \Delta n / \partial T| / (T \omega / \theta). \quad (10)$$

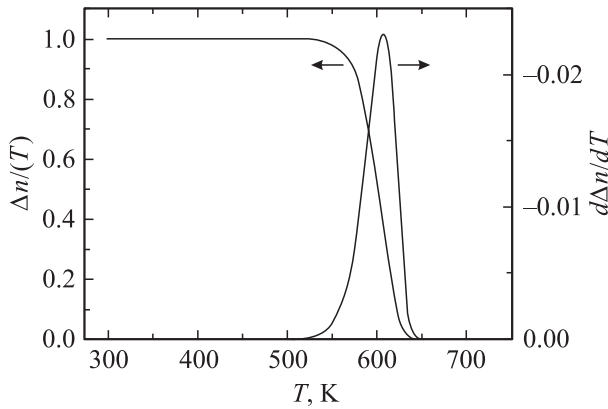


Рис. 3. Температурные зависимости концентрации неравновесных состояний и ее производной по температуре, рассчитанные согласно соотношениям (8)–(10) при $E_0 = 1.9$ eV, $\tau_0 = 10^{-13}$ s и скорости нагрева 2 K/min.

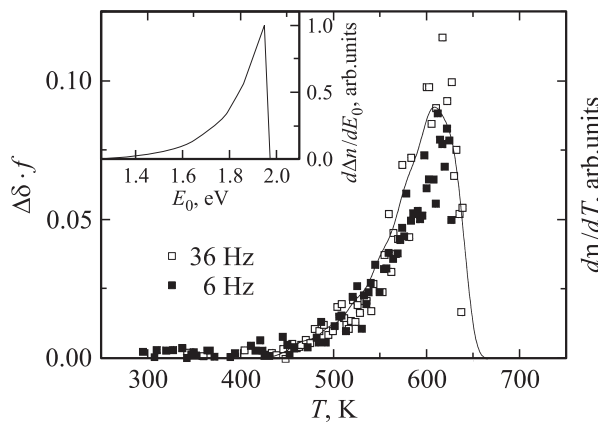


Рис. 4. Температурные зависимости умноженного на частоту необратимого вклада в декремент затухания. Сплошная кривая — температурная зависимость затухания, рассчитанная согласно (10)–(11) для спектра энергий активации, показанного на вставке.

Поскольку зависимость $1/T$ является слабой по сравнению с $\partial\Delta n/\partial T$, температурная зависимость затухания должна иметь тот же вид, что и $\partial\Delta n/\partial T$.

На рис. 4 приведены полученные из экспериментальных данных температурные зависимости умноженного на частоту необратимого вклада в декремент затухания для двух частот измерений. Как следует из этих данных, величина необратимого вклада в затухание в пределах экспериментальной погрешности действительно обратно пропорциональна частоте. Видно также, что по характеру экспериментальных зависимостей качественно согласуются с тем, что следует ожидать на основании рассмотренной модели. В то же время экспериментальные температурные пики затухания имеют менее резкую зависимость от T в низкотемпературной области. Это не является неожиданным, так как в реальном металлическом стекле следует ожидать дисперсии энергий активации [9]. Источником этого могут быть несколько

причин (на самом деле взаимосвязанных друг с другом). Первая — это вариации в элементном составе ближайшего окружения центра. Вторая — наличие случайных полей упругих напряжений. В этом случае можно ожидать уширения спектра энергий активации преимущественно в низкоэнергетическую сторону, так как понятно, что сдвиговые напряжения будут эффективно понижать энергию активации. Еще один возможный источник расширения спектра энергий активации может возникнуть при большой плотности неравновесных состояний из-за их взаимодействия. Эффективно это также должно приводить к уширению только низкотемпературной части пика затухания, так как по мере повышения температуры концентрация неравновесных состояний понижается. Кроме того, поскольку неравновесная концентрация формируется в процессе закалки (быстрого охлаждения), можно показать, что низкотемпературная часть спектра „неравновесных“ состояний должна спадать по зависимости, близкой к экспоненциальной, а скорость спадания будет определяться скоростью закалки и величиной ΔE .

Таким образом, реальная температурная зависимость концентрации неравновесных состояний $\eta(T)$ будет даваться выражением

$$\eta(T) = \int (\partial\Delta n_0/\partial E_0) \times \exp(-T^2 \exp(-E_0/T)/(E_0\tau_0\theta)) dE_0. \quad (11)$$

Необходимо отметить, однако, что соотношение (10) между величиной затухания и температурной производной концентрации будет выполняться и в этом случае. Это позволяет по температурной зависимости затухания восстановить спектр энергий активации. К сожалению точность экспериментальных данных недостаточна, чтобы попытаться в полной мере произвести такое восстановление. Поэтому был просто подобран спектр (характеризующийся экспоненциальным ростом энергий активации до некоторого максимального значения), приведенный на вставке к рис. 4, и по нему с помощью (10)–(11) рассчитана температурная зависимость $\partial(\Delta n/\Delta n_0)/\partial T$. Как видно из рисунка, полученная зависимость вполне удовлетворительно соответствует экспериментальным данным.

Обратим теперь внимание на температурную зависимость необратимого вклада в модуль сдвига (рис. 5). Как видно, она имеет характер, аналогичный температурной зависимости концентрации „неравновесных“ состояний. Более того, рассчитанная по (11) для того же спектра энергий активации зависимость $\eta(T)$ практически совпадает с экспериментальной температурной зависимостью необратимого вклада в модуль. Это дает основание считать, что наблюдающиеся необратимые изменения модуля сдвига действительно определяются концентрацией „неравновесных“ состояний. Такой вклад (нерелаксационный) в упругие модули действительно может существовать и связан с появлением в выражении для свободной энергии членов, пропорциональных

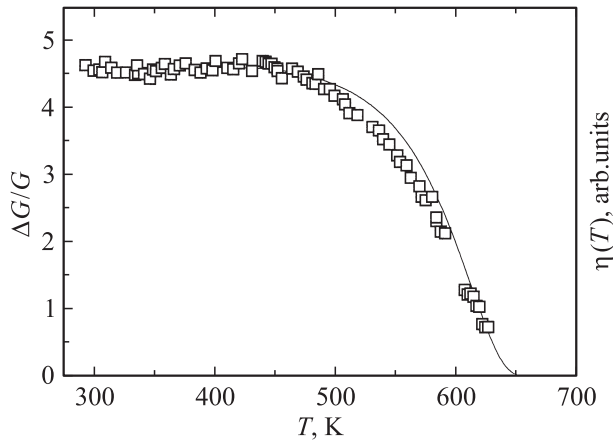


Рис. 5. Экспериментальная температурная зависимость необратимого вклада в модуль сдвига (частота 6 Hz) и расчет температурной зависимости концентрации неравновесных состояний (сплошная кривая) для спектра энергий активации, приведенного на рис. 4.

концентрации неравновесных состояний и квадрату возникающих при этом деформаций. Фактически это означает учет нелинейности упругих свойств материала. При учете только разницы в величинах дилатации, соответствующих разным энергетическим состояниям, этот вклад в модуль сдвига должен быть равен $N\Delta n\beta\phi$, где β — величина отношения соответствующего модуля третьего порядка к модулю сдвига, ϕ — относительное изменение объема материала на единичную атомную концентрацию неравновесных состояний. Величина β в кристаллических материалах порядка -10 [10]. Для металлических стекол она обычно в несколько раз выше. Так, для исследуемого сплава $\partial G/\partial T$ в линейной части температурной зависимости в аморфном состоянии примерно в 3 раза выше, чем после кристаллизации, т.е. можно положить $\beta = -30$. По нашим оценкам, увеличение плотности материала после отжига при температурах около 600 K составляет 0.1–0.3%, т.е. изменение модуля сдвига должно составить 3–10%, что соответствует экспериментальным данным. Можно оценить также порядок изменения величины дилатации, приходящейся на один центр, при изменении его энергетического состояния. Полагая $N \sim 10^{-1}$ [6–8] и $\Delta n \sim 0.1-0.3$, получаем $\phi \sim 0.1$, что, на наш взгляд, выглядит достаточно реально. Возможно, что вклад в изменение модуля сдвига могут вносить и сдвиговые деформации, возникающие при изменении состояния центра. В этом случае величина изменения модуля должна быть пропорциональна квадрату изменения сдвиговых деформаций и соответствующему модулю четвертого порядка. К сожалению, однако, сделать в настоящее время соответствующие оценки не представляется возможным.

Таким образом, полученные экспериментальные данные о характере необратимых изменений затухания и модуля сдвига в области температур ниже температуры стеклования можно непротиворечиво описать в рамках

модели двухуровневых центров с анизотропией локального межатомного взаимодействия (по крайней мере, в высокоэнергетическом состоянии).

Как следует из приведенных выше экспериментальных данных, температурная зависимость модуля сдвига в „равновесном“ состоянии вплоть до ~ 600 K остается линейной, т.е. вполне описывается в рамках изменения с температурой среднего межатомного расстояния вследствие ангармоничности межатомного взаимодействия (к области температур выше 600 K вернемся далее). В то же время величина затухания выше 500 K остается по-прежнему заметной. На рис. 6 приведены зависимости (в логарифмических координатах) декремента затухания для трех различных частот измерений, полученные в повторном цикле после предварительного нагрева образца до 640 K, от обратной температуры. Они в рамках экспериментальной точности вполне удовлетворительно описываются суммой двух экспонент $\exp(-U/T)$ с энергиями активации ~ 2.1 и ~ 0.7 eV. Следует сразу отметить, что энергия активации высокотемпературной части внутреннего трения весьма близка к характерным величинам энергии в спектре энергий активации необратимого вклада в затухание (рис. 4). Поэтому вполне естественно возникает предположение, что эта часть затухания обусловлена обратимым („равновесным“) релаксационным процессом, связанным с переходами между различными энергетическими состояниями (см. (5)). Как следует из анализа температурных зависимостей затухания и модуля сдвига, вплоть до температур ~ 600 K этот вклад в затухание существенно меньше необратимой части. В то же время при более высоких температурах величина этого „равновесного“ вклада в затухание становится существенно больше необратимого вклада в затухание. Данный факт свидетельствует о том, что „равновесная“ концентрация возбужденных состояний становится сравнимой с „неравновесной“ и больше ее. Этим вполне можно объяснить резкий спад необратимой части затухания выше 600 K (рис. 4), так как в

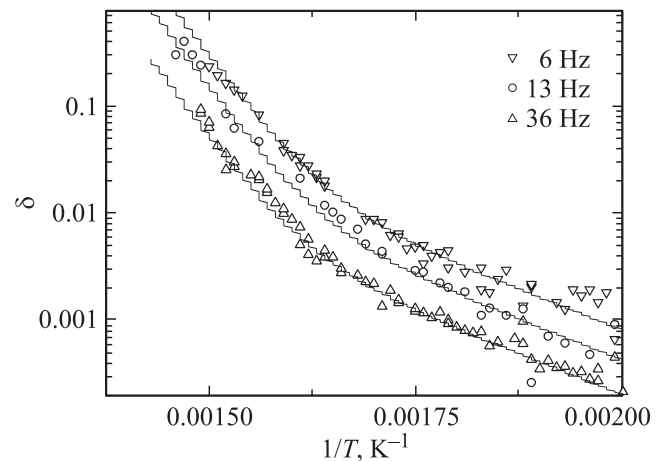


Рис. 6. Зависимости обратимого вклада в затухание от обратной температуры для трех частот измерений. Сплошные кривые — суммы двух экспоненциальных зависимостей с энергиями активации 2.1 и 0.7 eV.

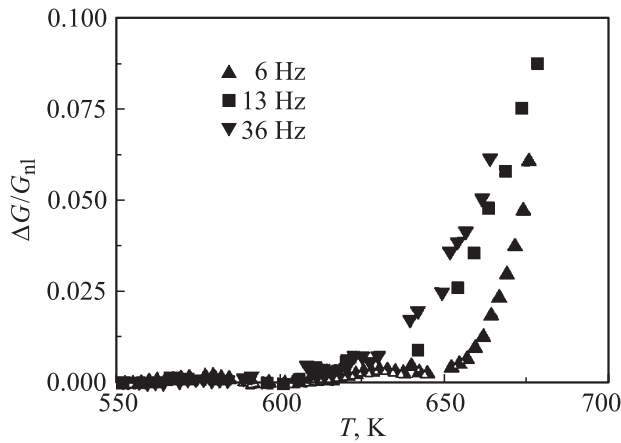


Рис. 7. Температурные зависимости сверхлинейной части изменения модуля сдвига для трех частот измерений.

этом случае в правой части (8) следует учесть член, пропорциональный скорости изменения с температурой концентрации равновесных возбуждений. Качественные оценки показывают, что при падении „неравновесной“ концентрации до уровня, примерно в $(E_0/\Delta E)$ раз меньше „равновесной“, необратимый вклад в затухание перестает существовать.

Низкотемпературную часть обратимого внутреннего трения (с низкой эффективной энергией активации ~ 0.7 eV) вполне адекватно можно описать в рамках релаксационного процесса с распределенными энергиями активации. Из анализа экспериментальных данных следует, что для этого (при $\tau_0 = 10^{-13}$ s) необходим спектр с энергиями активации в диапазоне 0.9–1.3 eV и экспоненциальным ростом плотности энергетических состояний ($\partial n/\partial E \sim \exp(E/U)$, где $U \sim 0.1$ eV) в этой полосе. К сожалению, экспериментальных данных недостаточно, чтобы сделать заключение о характере энергетического спектра в диапазоне между 1.3 и 2.1 eV. Для этого необходим существенно более широкий частотный диапазон.

Какими процессами может определяться низкоэнергетическая часть спектра? Один из возможных механизмов — переориентация центров типа упругих диполей [5]. (Как уже отмечалось, аналогами таких диполей в кристаллических структурах могут служить дефекты типа расщепленного междоузлия, дефекта Снука и т. д.). Можно предположить, что такими диполями являются не какие-то новые центры, а те же, что рассматривались ранее, и низкоэнергетические состояния также характеризуются анизотропией.

Вернемся теперь к поведению модуля сдвига в области температур выше 600 К. Здесь наблюдается отклонение температурной зависимости от линейной, хотя поведение модуля еще остается почти полностью обратимым (по крайней мере до температур 650–670 К). На рис. 7 приведены температурные зависимости сверхлинейного вклада в изменение модуля сдвига для трех частот измерений (разницы между экстраполяцией линейного

температурного хода в область выше 600 К и величиной модуля в этом температурном диапазоне). Как видно из рисунка, эта часть изменения модуля является частотно-зависимой. На первый взгляд, наблюдаемые изменения слишком велики, чтобы связать их с релаксационными процессами. Поскольку даже в этой области температур затухание обратно пропорционально частоте, т.е. $\omega\tau > 1$, при формальном использовании обычных релаксационных соотношений между изменением модуля и затуханием возможный релаксационный вклад не превышает 1%. Однако нужно учесть, что для затухания, связанного с полосой 0.9–1.3 eV, условие $\omega\tau > 1$ не выполняется. Для каждой из энергий активаций в этой полосе затухание имеет вид релаксационного пика с максимумом при соответствующей температуре, и наблюдающийся температурный ход является интегральной характеристикой спектра. В то же время вклад в изменение модуля при $\omega\tau < 1$ не уменьшается, а выходит на постоянную величину. Оценки показывают, что уже наблюдаемой части спектра (0.9–1.3 eV) достаточно, чтобы обеспечить изменение модуля сдвига в пределах 5–15%. В то же время для более точных оценок нужно знать характер спектра при более высоких энергиях активации.

Таким образом, и обратимые части внутреннего трения и изменения модуля качественно можно описать в рамках модели двухуровневых энергетических состояний.

Рассмотрим теперь, каким образом можно объяснить возникновение необратимых изменений в затухании и модуле сдвига в области температур перед началом кристаллизации с точки зрения рассматриваемой модели. Можно полагать, что низкоэнергетические состояния центра являются локализованными, т.е. изменение ориентации (направления оси анизотропии) не сопровождается изменением центра тяжести и переносом массы. Поэтому до температур, где начинают проявляться более высокоактивационные процессы, стекло остается в обратимом („равновесном“) состоянии. Переход в высокоэнергетическое состояние и обратно может приводить к сдвигу центра в пространстве. С этой точки зрения, проявление в спектре энергий активации переходов в более высокоэнергетическое состояние означает начало процессов диффузии, которые, естественно, могут приводить к необратимым структурным перестройкам.

Таким образом, рассмотрение в рамках модели двухуровневых энергетических состояний позволяет качественно объяснить весь набор наблюдаемых экспериментальных явлений. Естественно, предлагаемая модель является весьма условной, и для ее детализации необходимы дальнейшие исследования. В частности, интерес представляет изучение временных зависимостей изменения модуля и затухания при температурах ниже и выше температуры стеклования, расширение частотного диапазона измерений, а также исследования влияния амплитуды деформации на поведение модуля сдвига и затухания в разных температурных диапазонах.

Список литературы

- [1] A. Inoue. *Acta Mater.* **48**, 279 (2000).
- [2] W.L. Johnson. *MRS Bulletin.* **24**, 42 (1999).
- [3] A.E. Berlev, O.P. Bobrov, K. Csach, V.L. Kaverin, V.A. Khonik, K. Kitagawa, J. Miškuf, A. Yurikova. *J. Appl. Phys.* **92**, 5898 (2002).
- [4] В. Новацкий. Теория упругости. Мир. М. (1975). 872 с.
- [5] А. Новик, Б. Берри. Релаксационные явления в твердых телах. Атомиздат, М., (1975). 472 с.
- [6] A.V. Granato. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 974 (1992).
- [7] A.V. Granato. *J. Phys. Chem. Sol.* **55**, 931 (1994).
- [8] A.V. Granato. *J. Non-Cryst. Sol.* **307–310**, 376 (2002).
- [9] А.Е. Белявский, О.П. Бобров, А.Т. Косилов, В.А. Хоник. *ФТТ* **38**, 30 (1996).
- [10] Р. Труэлл, Ч. Элбаум, Б. Чик. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. Мир, М. (1972). 307 с.