

В.Р. Соболев¹⁾, П.Н. Логвинович¹⁾, С.Е. Бельский²⁾, А.В. Блохин²⁾

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДИСЛОКАЦИЙ С ПРИМЕСЯМИ В ПРОЦЕССАХ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ

Рассмотрено влияние микропластичности, обусловленной движением дислокационных сегментов, на распространение упругих колебаний в конструкционных материалах. Показано, что от характера движения дислокационного сегмента зависит скорость распространения акустической волны. Данное обстоятельство необходимо учитывать при использовании нестационарных частотно-фазовых методов измерения физических параметров среды.

Введение. Как известно, в конструкционных материалах для придания им определенных эксплуатационных свойств, например, жаропрочности, упругости, износостойкости и т. д. формируется определенный вид дефектной структуры, включающей также протяженные и точечные дефекты, который позволяет либо стабилизировать положение дислокаций в пространстве, либо в ограниченных пределах допускать их смещение. Соответственно обеспечиваются определенные свойства по твердости, хрупкости, упругости материалов. С другой стороны, на распространение ультразвуковых колебаний влияет микропластичность, приводящая к росту диссипативных процессов. Кроме этого, даже незначительное смещение дислокационных сегментов в поле напряжений волны приводит к частичной необратимой деформации с потерей упругих свойств и уменьшением скорости ультразвука. Применительно к нестационарным частотно-фазовым методам измерения физических параметров среды, основанным на отслеживании изменения разности фаз между зондирующей и опорной ультразвуковыми волнами, указанное явление изменения скорости звука требует дополнительного учета [1, 2]. Здесь рассмотрены некоторые особенности поведения дислокационного отрезка, находящегося в условиях воздействия знакопеременного напряжения низкой и промежуточной частоты при учете влияния температурных механизмов на упругое взаимодействие примесей замещения с дислокациями в атмосферах точечных дефектов. Проанализирован вклад указанных процессов в явление микропластичности на примере распространения энергии упругих колебаний.

¹⁾Белорусский государственный аграрный технический университет. 220023, г. Минск, пр. Независимости, 99; э-почта: saa.nich@batu.edu.by; ²⁾Белорусский государственный технологический университет. 220050, г. Минск, ул. Свердлова, 13а. Поступила 15.03.2007.

Постановка и решение задачи. Пороговые напряжения наступления микропластичности как результата срабатывания дислокационных отрезков по модели Франка–Рида при знакопеременном нагружении представляют собой некий аналог предела текучести при статическом нагружении. Необратимость микроскопической деформации как индикатор пластичности при любом типе нагружения связана с движением уже существующих дислокаций, а также с возможностью генерации новых дислокационных петель закрепленным источником. Известные принципы динамики дислокационного сегмента при описании внутреннего трения в приближении струнной модели [3–5] адаптированы в рамках настоящей задачи к проблеме учета не только инерционных, вязких и упругих сил, но и дополнительных сил взаимодействия с примесными атомами. Примеси, как известно, образуют атмосферы вокруг протяженных дефектов, и движение дислокаций зависит от сорта и размера чужеродных атомов внедрения и замещения.

В качестве исходного приближения при рассмотрении проблемы выбрана струнная модель динамики дислокационного отрезка с модифицированной правой частью. В соответствии с расширением дислокационной теории поглощения энергии упругих колебаний Келера–Гранато–Люкке, выполненным Дж. Сварцем и Дж. Виртманом, на дислокацию в материале воздействует сила, препятствующая ее перемещению, то есть направленная противоположно приложенному напряжению [6, 7]. Эта сила обусловлена наличием энергии связи между краевой дислокацией с примесным атомом из окружающей ее атмосферы. Величина и знак энергии связи определяются расстоянием между примесным атомом и ядром дислокации, и его положением по отношению к экстраплоскости соответственно. Существенную роль при этом играет разность размеров атомов примесей и собственных атомов материала. С другой стороны, само количество или концентрация примесных атомов вблизи дислокации и их распределение по Фриделю задаются знаком энергии связи и отношением этой энергии к характерной энергии тепловых колебаний, входящих в так называемый больцмановский фактор.

В качестве первого приближения выбрана модель: в металлическом материале примесные атомы преимущественно являются атомами замещения с радиусами большими, чем атомы основы, они притягиваются к области, находящейся под экстраплоскостью, и в этих положениях обладают отрицательной энергией связи. Следовательно при воздействии внешнего упругого напряжения переменного знака такие атомы будут препятствовать движению сегмента. Это означает, что в подобном рассмотрении значение амплитуды внешнего напряжения эффективно уменьшается. Тогда дифференциальное уравнение, описывающее малые колебания отрезка в поле заданного знакопеременного напряжения, целесообразно представить в следующем виде:

$$A \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + B \frac{\partial \zeta}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} = \left[b\sigma - \frac{bG\xi c_i}{4} \exp\left(\frac{W}{kT}\right) \right] \sin \omega t. \quad (1)$$

Здесь $A = \rho b^2 / \pi$ – эффективная масса дислокации, приходящаяся на единицу ее длины;

$C = \frac{2Gb^2}{\pi(1-\nu)}$ – коэффициент, определяющий упругое самовоздействие сегмента при растяжении;

$b\sigma$ – приведенное к длине дислокации амплитудное значение знакопеременного напряжения в поле акустической волны; $\xi = \frac{R_i - R_o}{R_o}$ – относительная разность радиусов примесных (R_i)

и собственных (R_o) атомов; $W(r) = \frac{GbR_o^3 \xi (1+\nu) \sin \theta}{3\pi(1-\nu)r}$ – энергия связи сегмента с примесными

атомами в атмосфере Коттрелла с учетом их положения по отношению к экстраплоскости. В дальнейших расчетах эффективное напряжение упругого взаимодействия примесей с дислокационным отрезком, частично компенсирующее действие внешнего знакопеременного напряжения, обозначим $D = \frac{G\xi c_i}{4} \exp\left(\frac{W}{kT}\right)$.

Для решения уравнения (1) применим операционный метод, подразумевающий проведение прямого и обратного интегрального преобразования в соответствии с выражениями

$$\begin{aligned} \bar{\zeta}(y, s) &= \int_0^{\infty} \zeta(y, t) \exp(-st) dt, \\ \zeta(y, t) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \bar{\zeta}(s, t) \exp(st) ds. \end{aligned} \quad (2)$$

В ходе преобразования предполагается выполнить прямую и обратную трансформацию временных переменных $\omega t \rightarrow t' \rightarrow t$, что позволяет привести дифференциальное уравнение (1) с частными производными к обычному неоднородному алгебраическому уравнению второго порядка с постоянными коэффициентами для интегральных образов Лапласа:

$$\frac{d^2 \bar{\zeta}}{dy^2} - \frac{A\omega^2 s^2 + B\omega s}{C} \bar{\zeta} = -\frac{A\omega^2 s + B\omega}{C} \zeta(t=0) - \frac{A\omega^2}{C} \frac{d\zeta(t=0)}{dt} - \frac{b(\sigma - D)}{C} \frac{1}{1+s^2} \quad (3)$$

Применяя к уравнению (3) метод вариации произвольной постоянной Лагранжа, получаем выражение для локального смещения сегмента из положения равновесия вдоль его длины

$$\begin{aligned} \bar{\zeta}(y, s) &= D_1 \exp(\Omega y) + D_2 \exp(-\Omega y) + \\ &+ \left[\frac{A\omega^2 s + B\omega}{C} \zeta(t=0) + \frac{A\omega^2}{C} \frac{d\zeta(t=0)}{dt} + \frac{b(\sigma - D)}{C} \frac{1}{1+s^2} \right] \frac{C}{A\omega^2 s^2 + B\omega s}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\Omega = \left(\frac{A\omega^2 s^2 + B\omega s}{C} \right)^{\frac{1}{2}}$, а D_1 и D_2 – константы интегрирования, которые следует найти, используя реалистические граничные условия. Для вычисления постоянных D_1 и D_2 применим условие о нулевом смещении сегмента в точках закрепления как для прямого времени, так и обратного, после преобразования Лапласа. В итоге получаем

$$\begin{aligned} \bar{\zeta}(y, s) = & \left[-\frac{\exp(\Omega y) + \exp(-\Omega y)}{\exp(\Omega y) - \exp(-\Omega y)} + 1 \right] \times \\ & \times \left[\frac{A\omega^2 s + B\omega}{C} \zeta(t=0) + \frac{A\omega^2}{C} \frac{d\zeta(t=0)}{dt} + \frac{b(\sigma - D)}{C} \frac{1}{1 + s^2} \right] \frac{C}{A\omega^2 s^2 + B\omega s}. \end{aligned} \quad (5)$$

Площадь, закрываемая дислокационным сегментом в процессе колебания под действием знакопеременной силы, определяет степень его готовности к срабатыванию при достижении центральной частью некоторого критического смещения из положения равновесия. Для удобства анализа и рассмотрения совокупного неравновесного состояния сегмента в качестве следующего шага целесообразно определить среднее вдоль длины смещение через суммирование локальных вкладов

$$\langle \bar{\zeta}(s) \rangle = \frac{1}{2l} \int_{-l}^l \bar{\zeta}(y, s) dy. \quad (6)$$

Интегрирование (5) в соответствии с выражением (6) дает среднее вдоль длины смещение превращается в параметр, зависящий только от переменной для интегрального преобразования s :

$$\begin{aligned} \langle \bar{\zeta}(s) \rangle = & \left[-\frac{\exp(\Omega l) + \exp(-\Omega l)}{\exp(\Omega l) - \exp(-\Omega l)} \frac{1}{\Omega l} + 1 \right] \times \\ & \times \left[\frac{1}{s} \zeta(t=0) + \frac{A\omega^2}{A\omega^2 s^2 + B\omega s} \frac{d\zeta(t=0)}{dt} + \frac{b(\sigma - D)}{A\omega^2 s^2 + B\omega s} \frac{1}{1 + s^2} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

После выполнения процедуры обратного интегрального преобразования аналогично (2) с применением контурного интегрирования для функций комплексной переменной и теории вычетов среднее смещение дислокационного отрезка как функция времени находится следующим образом:

$$\langle \zeta(t) \rangle = \frac{b(\sigma - D)l^2}{3C} \left[\frac{\exp(i\omega t)}{2i \left(1 + \frac{i\omega B l^2}{2C} \right)} - \frac{\exp(-i\omega t)}{2i \left(1 - \frac{i\omega B l^2}{2C} \right)} + \frac{\exp\left(-\frac{2C}{B l^2} t\right)}{\left(1 + \frac{4C^2}{\omega^2 B^2 l^4} \right) \frac{\omega B l^2}{2C}} \right]. \quad (8)$$

В соответствии с (8) среднее смещение дислокационного сегмента имеет осциллирующую компоненту, а также компоненту релаксационного типа. Такое решение отвечает наличию переходного процесса и установившемуся движению на частоте возбуждающей внешней силы. Как показывают численные оценки, характерное время релаксации $B l^2 / 2C$ для широкого круга металлов составляет величину порядка $10^{-1} - 10^{-5}$ с. Следовательно, в течение незначительного после включения внешней нагрузки периода переходные процессы с временем релаксации $B l^2 / 2C$ завершаются и остаются только асимптотические значения параметров, характерных для вынужденных колебаний сегмента. Тогда асимптотическое среднее смещение вдоль длины как функция времени может быть представлено в виде зависимости

$$\langle \zeta(t) \rangle = \frac{b(\sigma - D)l^2}{3C} \left\{ \frac{\exp(i\omega t) \left(1 - \frac{i\omega B l^2}{2C} \right) - \exp(-i\omega t) \left(1 + \frac{i\omega B l^2}{2C} \right)}{2i \left[1 + \left(\frac{\omega B l^2}{2C} \right)^2 \right]} \right\}, \quad (9)$$

которую, используя формулы Эйлера, легко привести к выражениям, содержащим тригонометрические функции:

$$\langle \zeta(t) \rangle = \frac{b(\sigma - D)l^2}{3C} \left[\frac{\sin(\omega t) - \frac{\omega B l^2}{2C} \cos(\omega t)}{1 + \left(\frac{\omega B l^2}{2C} \right)^2} \right]. \quad (10)$$

В выражении (10) среднее вдоль длины смещение отрезка содержит две компоненты: совпадающую по фазе с возмущающей силой и сдвинутую по фазе на $\pi/2$. Синфазная с вынуждающей силой компонента смещения отрезка отвечает чистому бездиссипативному движению отрезка, а сдвинутая по фазе составляющая движения определяет вес сил вязкого трения. Формально при устремлении коэффициента динамической вязкости к большой величине выражение для амплитуды смещения можно привести к виду

$$\langle \zeta(t) \rangle = -\frac{2b(\sigma - D)}{3\omega B} \cos(\omega t). \quad (11)$$

Из (11) следует, что при наличии значительных по величине вязких сил усредненная по длине отрезка амплитуда смещения будет незначительной.

Обсуждение результатов и анализ полученных закономерностей. На рис. 1 показано среднее вдоль длины смещение сегмента как функция времени для диапазона частот порядка сотен килогерц. Как видно из рисунка, для сегмента длиной 10^{-2} см режим установившихся ко-

лебаний наступает по истечении 0.001 с после включения нагрузки, либо после прихода фронта ультразвуковой волны.

Зависимость усредненного смещения такого сегмента в момент времени $t = 0.001$ с при различных значениях силы вязкости представлена на рис. 2. В соответствии с общими положениями увеличение частоты ультразвукового поля при значительном уровне сил вязкости приводит к уменьшению усредненного смещения и осцилляционному изменению фазы. Данные рис. 2 показывают нежелательный диапазон частот, колебания на которых приводят к повышенным уровням пластической деформации.

На основании выражения (10), применяя традиционную схему расчета, можно определить изменение скорости упругих колебаний. В условиях упругой среды уравнение волны записывается как

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} - \rho \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} = 0, \quad (12)$$

где ε – деформация, которую с учетом пластичности можно представить в виде суммы упругой и пластической составляющих: $\varepsilon = \varepsilon_{упр} + \varepsilon_{пл}$, $\varepsilon_{пл} = \frac{\Lambda}{V} \langle \zeta(t) \rangle b$, $\frac{\Lambda}{V}$ – плотность дислокаций.

С учетом этого уравнение волны примет вид

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} - \frac{\rho}{G} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\frac{\Lambda}{V} \langle \zeta(t) \rangle b \right]. \quad (13)$$

Используя выражение для амплитуды смещения дислокационного сегмента в виде

$$\langle \zeta \rangle = \frac{b(\sigma - D)l^2}{3C} \frac{\frac{\omega B l^2}{2C}}{1 + \left(\frac{\omega B l^2}{2C} \right)^2}, \quad (14)$$

и (13), получаем выражение для скорости упругой волны

$$v = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\Lambda}{V} \frac{\rho b^2 l^4}{C^2} \frac{B\omega}{1 + \left(\frac{B\omega l^2}{2C} \right)^2} \right]. \quad (15)$$

Характер зависимости относительного изменения скорости от частоты (рис. 3) обнаруживает экстремум – как следствие совокупного действия двух факторов, рассмотренных при обсуждении результатов расчета (см. рис. 1 и 2). Глубина экстремума показывает диапазон изменения скорости и его связь с параметрами среды. Видно, что величина экстремума пропор-

циональна квадрату длины сегмента. Так, для отрезка длиной 10^{-4} м она $\sim 4 \cdot 10^{-2}$, а 10^{-5} м – $\sim 4 \cdot 10^{-4}$. Положение экстремума при этом сдвигается в область более высоких частот. Физически это означает, что на малых частотах при сравнительно большом смещении сегмента явление микропластичности воздействует на сегмент сильнее, чем на высоких частотах. В области высоких частот при малой амплитуде смещения вклад динамической пластической деформации становится несущественным, особенно для коротких дислокационных отрезков.

Следует отметить, что упругие модули сами по себе являются слабыми функциями температуры и даже в приближении статической нагрузки амплитуда смещения дислокационного отрезка незначительно изменяется с температурой. Расчет по формуле (14) показал, что относительное изменение амплитуды смещения при таком приближении в интервале температур 100–500 К составляет не более 1%. Учет взаимодействия дислокационного сегмента с примесными атомами привел к тому, что амплитуда смещения при низких температурах более чувствительна к распределению примесей в области сегмента, а в области высоких температур присутствие неравновесных конфигураций примесных атомов сказывается на динамических свойствах отрезка в меньшей степени. Это связано с тем, что при низких температурах концентрация примесных атомов в атмосферах Котрелла, Снука возрастает вплоть до их насыщения и выпадения отдельных новых фаз, а с ростом температуры облака атмосфер примесных атомов вблизи дислокаций рассасываются вплоть до выхода на равновесную концентрацию, характерную для областей вдали от протяженных дефектов. Отметим, что вне зависимости от вида примесей с точки зрения размеров их атомов по отношению к собственным атомам следует выбирать энергию взаимодействия отрицательной в том смысле, что примеси замещения с атомами большими по размерам, чем собственные атомы, будут диффундировать и садиться под дислокационной экстраплоскостью, а примеси замещения с атомами меньших размеров по отношению к собственным атомам будут диффундировать и осаждаться в областях сжатия, т. е. над дислокационной экстраплоскостью. По этой причине в первом приближении при анализе значений энергии связи примесей с дислокацией целесообразно выбирать значения азимутального угла и расстояния примесного атома до экстраплоскости такие, которые отвечают максимальной энергии связи по модулю при ее отрицательности по знаку.

Изменение температуры сказывается на движении дислокационного отрезка двояким образом, а именно через коэффициент динамической вязкости, который при температурах порядка и больше температуры Дебая является линейной функцией температуры, с одной стороны, и через упругие силы взаимодействия сегмента с примесями в дальнедействующих полях напряжений – с другой.

Для оценки совокупного воздействия температурных механизмов при знакопеременном во времени нагружении необходимо выполнить численный эксперимент по моделированию

воздействия перечисленных факторов на поведение модельного дислокационного сегмента различной длины. При этом следует учесть на уровне феноменологических поправочных параметров фактор больших отклонений от равновесия сегмента и конечность скорости схлопывания сегмента при достижении критических изгибов. Корректировку целесообразно проводить в соответствии с приемами рассмотрения источника Франка–Рида при постоянном во времени нагружении.

РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ

Обозначения

b – вектор Бюргера, м; B – коэффициент, определяющий силу динамического вязкого трения, Па·с; c_i – объемная равновесная концентрация примесей вдали от дислокационного сегмента, м⁻³; G – упругий модуль сдвига, Па; k – постоянная Больцмана, Дж/К; l – длина дислокационного отрезка, м; r – расстояние от ядра дислокации до примесного атома, м; R_i – радиус примесного атома, м; R_o – радиус собственного атома, м; s – параметр интегрального преобразования; t – время, с; T – абсолютная температура, К; V – объем, м³; W – энергия связи дислокационного сегмента с примесными атомами, Дж; x – направление распространения акустической волны, м; y – направление вдоль длины дислокационного сегмента, м; ε – деформация; $\varepsilon_{пл}$ и $\varepsilon_{упр}$ – пластическая и упругая составляющие деформации; θ – азимутальный угол между вектором Бюргера и радиус-вектором примесного атома, рад; Λ – общая длина дислокационных сегментов в объеме V , м; ν – коэффициент Пуассона; ρ – плотность вещества, кг/м³; ζ – величина смещения дислокационного сегмента из положения равновесия вдоль его длины, м; σ – амплитудное значение знакопеременного напряжения в поле акустической волны, Па; ω – циклическая частота упругих колебаний, рад/с; U – скорость распространения упругой волны, м/с. Индексы: i – примесный; o – основной; пл – пластический; упр – упругий.

Литература

1. **Алексеевко В. И., Крылович В. И., Логвинович П. Н., Михальков В. В.** Динамические измерения на основе использования эффектов параметрического сдвига частоты // Измерительная техника. 1994. №9. С. 15–17.
2. **Ультразвуковые** методы исследования дислокаций: Сб. статей / Под ред. Л. Г. Меркулова. М.: Издательство иностранной литературы, 1963.
3. **Благовещенский В. В., Тяпунина Н. А.** Особенности работы источника Франка–Рида под действием ультразвука // Докл. АН СССР. 1980. Т. 80, № 11. С. 869–872.
4. **Ханнанов Ш. Х.** Новые механизмы разрушения при циклических нагрузках // Проблемы прочности. 1990. № 9. С. 75–77.
5. **Чаркина О. В., Чишко К. А.** Электромагнитное излучение подвижных дислокационных сегментов в ионном кристалле // ФТТ. 2001. Т. 43, Вып. 10. С. 1821–1827.
6. **Малашенко В. В.** Влияние фононной вязкости и дислокационного взаимодействия на скольжение пары краевых дислокаций в кристалле с точечными дефектами // ФТТ. 2006. Т. 48, Вып. 3. С. 433–435.
7. **Соболь В. Р., Мазуренко О. Н., Бельский С. Е., Блохин А. В.** К динамике дислокационного сегмента в поле знакопеременных сил // ФТТ-2005. Актуальные проблемы физики твердого тела: Сб. докладов Междунар. науч. конф. 26–28 октября 2005 г. Минск, 2005. Т. 2. С. 21–24.

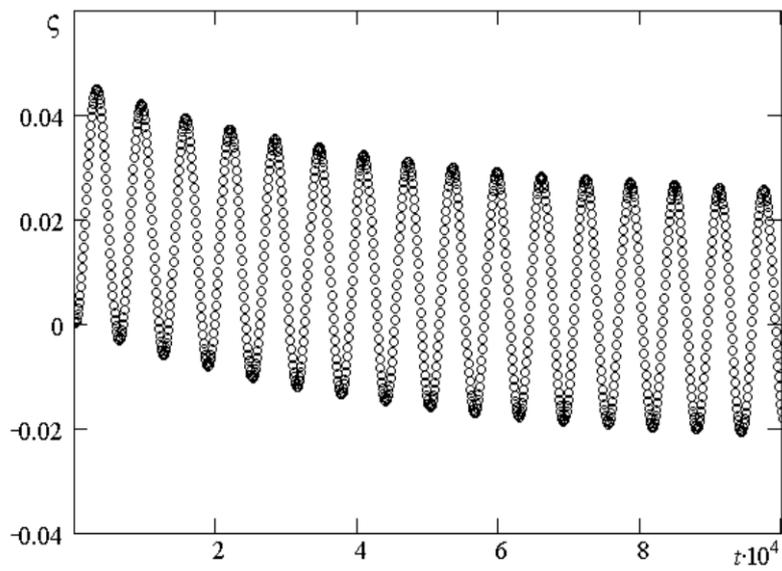
Подрисуночные подписи

Рис. 1. Среднее смещение сегмента длиной $l = 10^{-4}$ м как функция времени. $G = 4 \cdot 10^{10}$ Па, $\nu = 0.3$, $B = 5 \cdot 10^{-4}$ Па·с, $\rho = 2.7 \cdot 10^3$ кг/м³, $b = 4 \cdot 10^{-10}$ м, $\omega = 10^5$ рад/с. ζ , отн. ед.; t , с

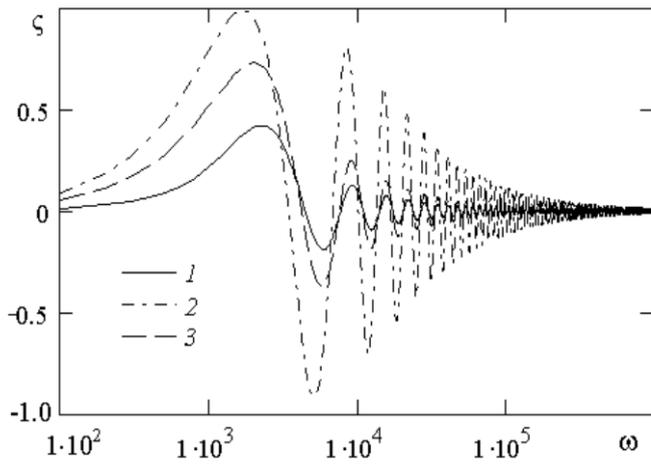
Рис. 2. Среднее смещение сегмента длиной $l = 10^{-4}$ м в зависимости от частоты при $t = 0.001$ с: $1 - B = 10^{-3}$ Па·с; $2 - 10^{-4}$; $3 - 10^{-5}$. $G = 4 \cdot 10^{10}$ Па, $\nu = 0.3$, $\rho = 2.7 \cdot 10^3$ кг/м³, $b = 4 \cdot 10^{-10}$ м. ζ , отн. ед.; ω , рад/с

Рис. 3. Относительное изменение скорости распространения упругих колебаний как функция частоты для отрезков различной длины: $1 - l = 10^{-4}$ м; $2 - 10^{-5}$. ω , рад/с

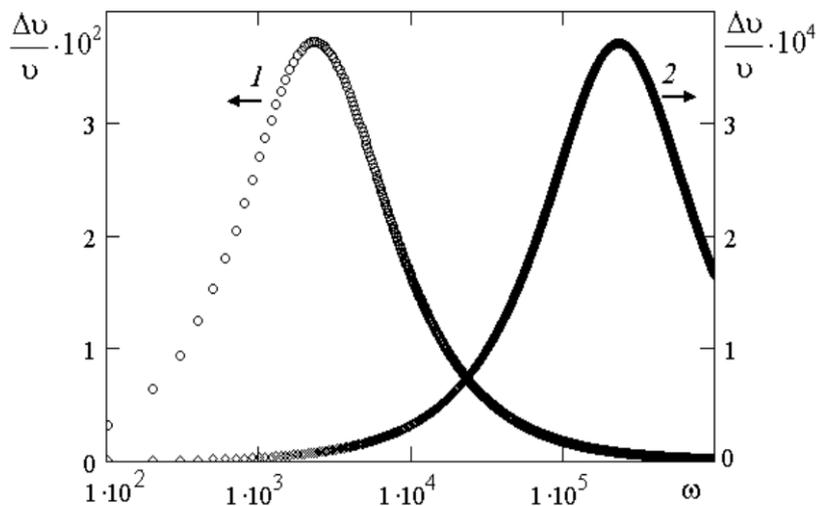
РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ



РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ



РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ



ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Издательство: Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси (Минск)

ISSN: 0021-0285

Т. 80. № 4. 2007. С. 193-199

РЕПОЗИТОРИЙ БГУ