

О «НЕКЛАССИЧЕСКИХ» ПРОЯВЛЕНИЯХ МИКРОСТРУКТУРНО-ОБУСЛОВЛЕННОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ НА ПРИМЕРЕ КОНТАКТНО-СОДЕРЖАЩИХ СРЕД

В. Ю. Зайцев

1. «Классическая» решеточная и «неклассическая» нелинейность.

Исследования «неклассической» акустической нелинейности твердых тел (которую в литературе называют также мезоскопической, аномальной, гигантской, микроструктурно-обусловленной) стали особенно популярны в последнее десятилетие, несмотря на то, что многие важные экспериментальные данные, необходимые для развития соответствующих моделей, были доступны еще с 1960-1970 годов. Фактически все отмеченные выше «аномальные» названия нелинейности связаны со стремлением подчеркнуть ее качественные и количественные отличия от традиционно обсуждаемой в физике твердого тела упругой решеточной нелинейности, связанной с проявлением слабого ангармонизма межатомного потенциала [1]. Как это традиционно делается в теории нелинейной упругости, для описания такой «обычной» нелинейности достаточно к линейному слагаемому в законе Гука добавить квадратичные и кубические по компонентам тензора деформации слагаемые: $\sigma = E[\varepsilon + \gamma^{(2)} \varepsilon^2 + \gamma^{(3)} \varepsilon^3 + \dots]$, где σ - упругое напряжение, ε - деформация среды, E - ее модуль упругости. Чтобы не загромождать рассмотрение второстепенными деталями, здесь мы ограничились случаем продольных деформаций. Характерные величины безразмерных квадратичного и кубического коэффициентов нелинейности $\gamma^{(2)}$ и $\gamma^{(3)}$ для однородных аморфных материалов и монокристаллов обычно лежат в диапазоне нескольких единиц, а характерные величины деформаций до порога разрушения твердых тел обычно весьма малы. Например, в акустике $\varepsilon < 10^{-5}$ даже при весьма интенсивных акустических нагрузках и $\varepsilon < 10^{-3}$ при «обычных» механических деформациях. В связи с этим, по сравнению с линейным слагаемым, нелинейные поправки в уравнении состояния среды, как правило, очень малы, хотя именно их наличием обусловлены такие известные явления как тепловое расширение и зависимость скорости упругих волн от механического напряжения и температуры. Оценки величин коэффициентов нелинейности по таким эффектам прекрасно согласуются с представлениями о форме межатомного потенциала и его слабой ангармоничности [1, с.168].

В настоящее время является общепризнанным, что наличие нарушений структуры твердых тел может очень существенно менять их нелинейные акустические свойства по сравнению с идеальными кристаллами и однородными аморфными материалами, хотя сопутствующие изменения линейных упругих модулей при этом могут оставаться очень

незначительными. Такая микро-, или мезоструктурная неоднородность является скорее правилом, чем исключением, для большинства реальных сред. Получаемые для них экспериментальные данные часто демонстрируют не просто многократный количественный рост их нелинейных параметров («гигантская» нелинейность), но и качественные изменения самого характера нелинейно-акустических эффектов (например, наблюдаются немонотонные или дробно-степенные амплитудные зависимости гармоник, появляются выраженные нелинейно-диссипативные свойства и т.п.), что оправдывает использование терминов «неклассическая», или «аномальная» нелинейность. Ниже будут кратко охарактеризованы основные модельные представления, развитые в процессе исследования необычных нелинейных свойств таких сред и приведены некоторые показательные экспериментальные факты. Для получения дополнительных сведений могут быть рекомендованы, например, работы [2,3,4], так как в силу ограниченности доступного объема, данный обзор не претендует на полноту и представляет, в основном, результаты, не перекрывающиеся с [2,3,4].

2. Почему изменчивость именно нелинейных акустических свойств столь высока?

Отмеченные выше необычные нелинейно-акустические свойства наблюдаются у очень широкого класса сред, к которым относятся практически все горные породы, многие металлы с выраженной поликристаллической структурой и/или усталостными и термическими повреждениями, многие конструкционные материалы (типа бетонов), гранулированные среды и т.п. При всех различиях характерной особенностью таких сред является наличие в их микроструктуре некоторых структурных неоднородностей (например, дефектов, типа выраженных границ между кристаллитами в поликристаллах, где агрегаты дислокаций фактически становятся зародышами трещин, макроскопические трещины и расслоения, которые часто содержат внутренние контакты, межзеренные контакты в гранулированных материалах и т.п.). Характерные размеры этих неоднородностей соответствуют мезомасштабу, т.е. значительно превышают атомарный размер, но являются малыми в масштабе длины волны упругой волны (что отражается в названиях «мезоскопические», или «микронеоднородные» среды).

Общим свойством отмеченных выше мезо- (или микро-) структурных особенностей является их многократно повышенная «мягкость» по сравнению с окружающим однородным упругим материалом. Например, различные модели трещин согласованно предсказывают, что трещина с характерными раскрытием d и диаметром L может быть полностью закрыта при создании в окружающем материале средней деформации сжатия $\varepsilon \sim d/L \ll 1$. Это фактически означает, что податливость (мягкость) трещины примерно в L/d раз выше, чем окружающего однород-

ного материала, причем вполне типичными для реальных трещин являются значения $L/d \sim 10^3 \dots 10^5$. Аналогичным образом, в силу малости площади соприкосновения, у контактов между гранулами локальная жесткость оказывается многократно ниже, чем у объема зерен. Повышенная мягкость таких структурных особенностей приводит к многократному возрастанию на них локальной деформации (и скорости деформации) в поле упругих волн, в связи с чем на таких мягких дефектах оказываются локализованы как заметные отклонения от линейного соотношения между упругим напряжением и деформацией, так и потери энергии упругих возмущений. В результате, при не слишком малой (и, как будет видно ниже, не слишком большой) концентрации дефектов, микронеоднородный материал демонстрирует ярко выраженные нелинейные акустические свойства, причем не только нелинейно-упругие, но и нелинейно-диссипативные и нелинейно-дисперсионные.

Отразить отмеченные выше структурные особенности удастся, не конкретизируя детально тип дефектов, в рамках наглядной реологической модели микронеоднородной среды с контрастно-мягкими включениями [5-8]. Эта модель допускает обобщение на трехмерный случай (с учетом как тангенциальной, так и нормальной податливости дефектов) [9,10], однако и в одномерном варианте она позволяет получить ряд нетривиальных выводов. Схематически такая модель микронеоднородной среды показана на Рис. 1. Однородную среду-матрицу, окружающую дефекты, при этом можно рассматривать как линейно-упругий материал, описываемый законом Гука $\sigma = E \varepsilon$. Дефектами в такой модели служат мягкие включения. Важнейшими параметрами дефектов является их относительная (по сравнению с модулем упругости E среды-матрицы) податливость, характеризуемая малым параметром $\zeta \ll 1$, а также концентрация ν (т.е. линейная концентрация мягких включений в 1D случае либо их объемная доля при обобщении на 3D случай). Размер дефекта считаем много меньшим длины упругой волны, так что высокая сжимаемость дефектов приводит к отмеченным выше локально повышенным деформации и скорости деформации. Именно поэтому в модели однородную среду-матрицу можно рассматривать как идеально линейную и непоглощающую и считать, что отклонения от линейного закона Гука и диссипация локализованы на дефектах-включениях. При этом, если деформацию ε_1 дефектов измерять *в их собственном масштабе* (при средней деформации среды $\varepsilon \ll \varepsilon_1$), то как собственная нелинейность дефекта, так и поглощение на нем характеризуются вполне «обычным», а не повышенным уровнем. Уравнение состояния, учитывающее отмеченные свойства отдельных дефектов с параметром мягкости ζ , имеет вид:

$$\sigma = \zeta E [\varepsilon_1 + F(\varepsilon_1)] - g d \varepsilon_1 / dt \quad (1)$$

Коэффициент g характеризует эффективную «вязкость» дефектов, а функция $F(\dots)$ описывает их нелинейность. Например, для квадратично-

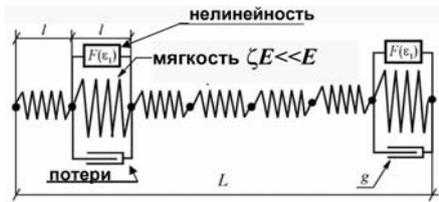


Рис. 1. Реологическая модель среды, содержащей контрастно-мягкие дефекты-включения, на которых локализованы нелинейность и диссипация.

жесткой среды-матрицы обеспечивает многократное возрастание деформации на дефектах, что может приводить и к значительному повышению средней (макроскопической) нелинейности материала. Особенно наглядно такой «контрастно-упругий» механизм возрастания упругой нелинейности (в англоязычной литературе в последнее время называемый «soft-rigid paradigm») проявляется в квазистатическом пределе, когда вязким слагаемым в (1) можно пренебречь. В таком случае для, например, степенной нелинейности дефектов $F(\varepsilon_1) = \gamma^{(n)} \varepsilon_1^n$ макроскопическая связь напряжение-деформация принимает следующую простую форму (справедливую во всем возможном диапазоне концентрации дефектов $0 \leq v \leq 1$) [5]:

$$\sigma = \varepsilon \cdot E_{eff} \{1 + \varepsilon^{n-1} \cdot \gamma_{eff}^{(n)}\}, \text{ где}$$

$$E_{eff} / E = 1 / (1 - v + v / \zeta), \quad \gamma_{eff}^{(n)} / \gamma^{(n)} = (1 - v + v / \zeta^n) / (1 - v + v / \zeta)^n. \quad (2)$$

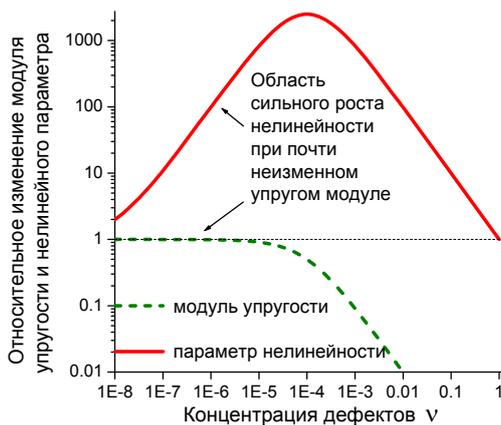


Рис. 2. Относительные изменения модуля упругости E_{eff}/E и параметра квадратичной нелинейности $\gamma_{eff}^{(2)}/\gamma^{(2)}$ микронеоднородной среды, содержащей дефекты с типичным для трещин показателем относительной мягкости $\zeta = 10^{-4}$.

нелинейных дефектов $F(\varepsilon_1) = \gamma \varepsilon_1^2$, причем следует еще раз подчеркнуть, что параметр γ , характеризующий нелинейность дефекта в масштабе его собственной (локальной) деформации ε_1 имеет «обычную» величину порядка нескольких единиц. Только присутствие окружающей относительно более

Эти выражения иллюстрируют (см. Рис. 2), что локальное повышение деформации на мягких дефектах (связанное с их показателем относительной мягкости $\zeta \ll 1$) существенно сильнее проявляется в возрастании нелинейных членов в уравнении состояния, нежели в уменьшении линейного модуля упругости. Для данного показателя мягкости дефектов ζ существует диапазон очень малых их концентраций $v \ll \zeta \ll 1$, где

линейный модуль все еще остается практически неизменным, а нелинейный параметр материала уже многократно возрастает (см. Рис. 2). Именно в этой области малых концентраций, где чувствительность линейных методов еще недостаточна для получения определенного результата, представляет основной интерес использование нелинейных эффектов для раннего обнаружения «слабых мест» материала (в первую очередь, зарождения трещин). Интересно подчеркнуть, что увеличение коэффициентов нелинейности $\gamma_{eff}^{(n)} / \gamma^{(n)}$ разных порядков в зависимости от концентрации дефектов ν демонстрирует выраженный максимум $\gamma_{eff}^{(n)} / \gamma^{(n)} = [(n-1)/\zeta]^{n-1} / n^n \gg 1$, причем, чем выше порядок нелинейности, тем при меньшей концентрации дефектов $\nu_{opt.} \approx \zeta / (n-1) \ll 1$ достигается этот максимум и тем выше его величина. Такое немонотонное возрастание физически обусловлено игрой между фактором локального повышения деформации на мягких включениях и величиной их объемного содержания (концентрацией). Аналогичное явление известно и в акустике газожидкостных смесей, демонстрирующих яркий пример «контрастного» механизма возрастания нелинейности, в то время как чистые жидкость и газ являются классическими слабонелинейными средами [11].

Анализ показывает также, что возможная иерархическая структура среды (когда отдельные элементы среды сами имеют вложенные уровни микронеоднородности) и распределение дефектов по параметру мягкости не приводят к дополнительному возрастанию макроскопической нелинейности по сравнению с оценкой (2) [6,7]. С другой стороны, учет широкого распределения реальных дефектов по их упруго-вязким параметрам позволяет естественным образом описать типичные для многих горных пород почти частотно-независимую добротность и сопутствующую ей слабую (логарифмическую по частоте) дисперсию скорости упругих волн без привлечения гипотез о каком-либо специальном (неэкспоненциальном) характере релаксации в среде [12,13]. Не останавливаясь подробнее на следствиях такой модели в линейном приближении, отметим лишь один несколько неожиданный ее результат: в широкой области частот, где добротность среды с распределенными по параметру мягкости дефектами остается приблизительно постоянной, значение этой добротности вообще *не зависит от параметра вязкости дефектов*, а определяется только их концентрацией [12].

Далее, совместный учет и нелинейных, и релаксационных свойств дефектов [8,13] приводит (в приближении их малой концентрации и при одинаковом показателе мягкости ζ) к следующему соотношению между упругим напряжением и средней (макроскопической) деформацией материала:

$$\begin{aligned} \sigma(\varepsilon) = & E\varepsilon - E\nu\Omega \int_{-\infty}^t \varepsilon(\tau) e^{-\zeta\Omega(t-\tau)} d\tau \\ & + \nu E\Omega\zeta \int_{-\infty}^t e^{-\zeta\Omega(t-\tau)} F\left\{\Omega \int_{-\infty}^t \varepsilon(\tau') e^{-\zeta\Omega(\tau-\tau')} d\tau'\right\} d\tau \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь использовано обозначение $\Omega=E/g$, так что $\zeta\Omega$ имеет смысл релаксационной частоты дефекта, причем в случае различных дефектов это уравнение следует дополнить усреднением по их свойствам, т.е. по распределению $\nu(\zeta, g)$. Первое слагаемое в правой части уравнения (3) обязано своим происхождением линейной среде-матрице, второе учитывает привносимое дефектами линейные уменьшение упругого модуля и диссипацию. Третье, нелинейное, слагаемое описывает совместное влияние нелинейных и релаксационных свойств дефектов, причем в квазистатическом пределе уравнение (3) переходит в уже рассмотренное выше уравнение (2).

Комбинация в последнем слагаемом уравнения (3) линейной экспоненциальной релаксации и упругой нелинейности, традиционно рассматриваемых в акустике, обуславливает появление таких микроструктурно-обусловленных нелинейных свойств, которые представляются, на первый взгляд, совершенно неожиданными с точки зрения интуиции, выработанной на основе «классической» теории нелинейно упругости. Например, структура нелинейного слагаемого в (3) показывает, что для вполне обычного (в частности, упруго-квадратичного, описываемого функцией $F(\varepsilon_1)=\gamma\varepsilon_1^2$) характера нелинейности дефекта, влияние релаксационных свойств приводит к выраженной частотной зависимости эффективных нелинейных параметров среды [8, 14], что совершенно не характерно для решеточной нелинейности идеальных кристаллов и однородных аморфных сред. Для микронеоднородных сред, однако, ситуация оказывается существенно иной, поскольку в них как нелинейность, так и релаксационные свойства физически локализованы, в основном, в одних и тех же местах - на мягких дефектах. Поэтому релаксационное «замораживание» линейной реакции дефектов на акустические воздействия с частотами много выше их релаксационной частоты $\zeta\Omega$ одновременно «выключает» и их нелинейный отклик. В результате, при наблюдении, например, обычного эффекта смещения волн с частотами ω_1 и ω_2 , эффективные значения квадратичного нелинейного параметра, оцениваемого по уровню возникающих суммарных гармоник $2\omega_{1,2}$ и $\omega_1+\omega_2$ могут оказаться существенно ниже, чем для гармоник на разностной частоте $\omega_1-\omega_2$. Кроме того, становятся возможными необычные эффекты, связанных с интерференцией нелинейно-порожденных компонент сигнала от дефектов с различными релаксационными частотами. Действительно, вспомним, что и в линейном приближении отклик релаксатора запаздывает по фазе по отношению к возбуждающему гармоническому воздействию. Однако для линейного отклика релаксаторов

такая фазовая задержка (см. второе слагаемое в уравнении (3)) не превышает $\pi/2$ радиан, да и сам этот отклик является лишь небольшой поправкой к основному (первому) линейному слагаемому в (3). Ситуация оказывается совершенно иной для высших гармоник, возникновение которых описывается последним нелинейно-релаксационным слагаемым в (3). Как видно из его структуры, релаксационный поворот фазы в нем может «срабатывать» несколько раз и потому превышать π радиан. В результате, вклады от дефектов с различными релаксационными частотами могут интерферировать как конструктивно, так и деструктивно, приводя к немонотонной частотной зависимости уровня высших гармоник и даже к возможной полному гашению выбранной гармоники при некотором значении частоты [6, 14]. В целом традиционная для нелинейной акустики интуиция, основанная на возможности аддитивного учета нелинейности и релаксации (что правомерно для однородных сред), не работает в случае микронеоднородной среды. Аддитивный подход становится неправомерен, в силу уже отмеченного релаксационного «замораживания» реакции дефектов на высоких частотах, что одновременно «выключает» и их нелинейность, так что независимый учет нелинейности и поглощения (как это имеет место в структуре, например, уравнения Бюргерса) оказывается невозможным.

Еще одним нетривиальным проявлением такой «контрастной» микронеоднородности среды является возможность сильного (в разы) изменения уровня диссипации (декремента) акустического возмущения в микронеоднородном материале при вполне умеренном статическом или динамическом (скажем, акустическом с деформацией $\varepsilon \sim 10^{-5}$) воздействии на среду [10, 15]. Такой необычный эффект возникает опять-таки благодаря комбинированному действию обычного линейного релаксационного поглощения на дефектах и их упругой нелинейности. Например, для простейшей квадратичной упругой нелинейности дефектов $F(\varepsilon_1) = \gamma \varepsilon_1^2$, считая выполненным условие $\varepsilon_0 \gg \varepsilon_a$, для статической деформации ε_0 и осциллирующей (акустической) деформации $\tilde{\varepsilon}_a = (\varepsilon_a e^{i\omega t} + \varepsilon_a^* e^{-i\omega t})/2$, из уравнения (3) получаем для акустической составляющей напряжения $\sigma_a(\varepsilon_a)$:

$$\sigma_a(\varepsilon_a) = E a - \frac{\nu E}{\zeta} \varepsilon_a \frac{1}{1 + \bar{\omega}^2} - \frac{\nu E}{\zeta} \varepsilon_a F'(\frac{\varepsilon_0}{\zeta}) \frac{1 - \bar{\omega}^2}{(1 + \bar{\omega}^2)^2} + i \frac{\nu E}{\zeta} \varepsilon_a \frac{\bar{\omega}}{1 + \bar{\omega}^2} + i \frac{\nu E}{\zeta} \varepsilon_a F'(\frac{\varepsilon_0}{\zeta}) \frac{2\bar{\omega}}{(1 + \bar{\omega}^2)^2} \quad (5)$$

где $\bar{\omega} = \omega/(\zeta\Omega)$ - нормированная частота. Отсюда для эффективного модуля упругости среды и декремента затухания следует [15]:

$$E_{eff}/E \approx 1 - \frac{\nu}{\zeta} \frac{1}{1 + \bar{\omega}^2} - 2 \frac{\gamma \varepsilon_0 \nu}{\zeta^2} \frac{1 - \bar{\omega}^2}{(1 + \bar{\omega}^2)^2}, \quad (6)$$

$$\theta = \theta_{in} + \theta_{nl} \approx \pi \frac{\nu}{\zeta} \frac{\bar{\omega}}{1 + \bar{\omega}^2} + 2\pi \frac{\nu \gamma \varepsilon_0}{\zeta^2} \frac{2\bar{\omega}}{(1 + \bar{\omega}^2)^2}, \quad (7)$$

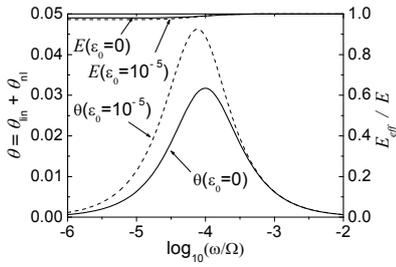


Рис. 3. Иллюстрация резкого различия одновременных изменений декремента θ и модуля упругости E_{eff} , вызванных приложением статической деформации $\varepsilon_0=10^{-5}$. Видно, что в окрестности максимума декремента на частоте $\omega = \zeta\Omega$ релаксации дефектов изменение декремента превышает 1.5 раза, при сопутствующем относительном изменении $\Delta E_{eff}/E < 10^{-2}$.

$\nu = 2 \cdot 10^{-6}$. Такая концентрация для линейных потерь (в окрестности релаксационного максимума линейного слагаемого θ_{lin}) соответствует типичной для сейсмических волн величине добротности $Q \equiv \pi/\theta \approx 100$. На Рис. 3 приведены построенные при этих параметрах на основе выражений (6) и (7) частотные зависимости для относительного изменения модуля упругости $\Delta E_{eff}/E$ и декремента θ при значениях статической деформации $\varepsilon_0 = 0$ и умеренной деформации $\varepsilon_0 = 10^{-5}$ (здесь положительный знак ε_0 соответствует растяжению). Как видно из этого примера, при вариациях упругого модуля менее процента амплитудно-зависимое изменение декремента превышает 50%. Отметим также, что для принятых параметров «макроскопический» коэффициент упругой квадратичной нелинейности в уравнении (6) $2\gamma\nu/\zeta^2 \approx 800 \gg 1$, что вполне типично для горных пород.

Интересно, отметить, что в окрестности релаксационной частоты дефектов ($\omega = \zeta\Omega$) амплитудно-зависимая поправка к упругому модулю обращается в ноль, меняя знак из-за изменения фазы отклика дефектов-релаксаторов. Таким образом, в окрестности релаксационной частоты может иметь место несколько парадоксальный эффект появления очень заметного амплитудно-зависимого поглощения при отсутствии одновременных изменений упругого модуля («пропадание» упругой компоненты нелинейности). Этот эффект не исчезает и при учете распределения реальных дефектов по параметру мягкости [15] и выглядит как про-

Выражение (7) показывает, что отношение θ_{nl}/θ_{lin} нелинейного (т.е. зависящего от ε_0) вклада в декремент к линейному вкладу по порядку величины равно $\gamma\varepsilon_0/\zeta$. Отсюда следует, что, для достаточно мягких ($\zeta \ll 1$) дефектов, нелинейный вклад θ_{nl} может оказаться одного порядка с линейным даже при вполне умеренных деформациях ε_0 среды. Примем для иллюстративной оценки значение параметра мягкости дефектов $\zeta = 10^{-4}$ (достаточно типичное для тонких трещин), выберем заведомо «скромное» значение параметра собственной нелинейности дефектов $\gamma = 2$, а для их концентрации возьмем значение

явление чисто диссипативной нелинейности, хотя физически он возникает за счет комбинации чисто реактивной (упругой) нелинейности дефектов и обычных линейных потерь релаксационного типа. Подобные ярко-выраженные амплитудно-зависимые изменения диссипации одной упругой волны под влиянием другого статического или динамического воздействия действительно наблюдаются экспериментально в различных материалах (см., например, [16, 10]).

Важно отметить также, что рассмотренный выше механизм проявляется и для самовоздействия одной волны, приводя к одновременным вариациям одного порядка величины для относительного изменения упругого модуля (дефект модуля) и абсолютной величины декремента. В нелинейной акустике такие одновременные изменения традиционно приписывают влиянию гистерезисной нелинейности (возникающей за счет фрикционных или адгезионных явлений на тех же самых микроконтактах и трещинах, соответствующих мягким дефектам в обсуждаемой модели) [2,3,16-18], причем количественное соотношение между этими вариациями предлагается использовать для уточнения формы гистерезисной петли [19]. Оценки, выполненные на основе рассмотренного выше негистерезисного (т.е. комбинированного релаксационно-нелинейно-упругого) механизма амплитудно-зависимых потерь показывают, что его вклад может быть количественно сравним со вкладом параллельно действующей гистерезисной нелинейности. Этот факт необходимо учитывать при интерпретации нелинейно-акустических эффектов в микронеоднородных средах, в которых гистерезисны и рассмотренный негистерезисный механизмы должны действовать параллельно, давая сравнимые по величине вклады [15].

3. Трещины с внутренними контактами как мягкие дефекты в упругой матрице.

После проведенного на реологическом уровне обсуждения причин появления аномально высокой (причем не только реактивной, упругой, но и диссипативной) нелинейности микронеоднородных сред остановимся подробнее на проявлениях контактной нелинейности в трещиносодержащих средах. Отметим, что важность роли трещин, являющихся ярким примером «контрастно-мягких» включений, качественно была понята достаточно давно. Еще в 1960-е годы было понятно, что трещины дают очень существенный вклад в поглощение сейсмических волн. Например, в работе [17] потери приписывались трению между поверхностями трещин, хотя сами авторы высказывали сомнения в собственном подходе, отмечая, что обсуждаемый диапазон «амплитуд смещений [на поверхностях трещин] начинается с 10^{-12} см. Эти смещения столь малы [на 3-4 порядка меньше атомного размера], что характеристики трения контактирующих поверхностей, по-видимому, должны сильно отличаться от трения в макроскопических экспериментах». Действи-

тельно, фрикционные эффекты являются пороговыми, так как подразумевают, что смещения на контактирующих поверхностях превышают хотя бы один атомный размер (т.е. 3×10^{-8} см). Другие авторы (например, [20]) рассматривали непороговый механизм термоупругих потерь на трещинах. Однако, так как релаксационные частоты для трещин диаметром $L \sim 1$ мм имеют порядок единиц и долей Гц и пропорциональны L^{-2} , а амплитуды пиков спадают, как L^{-3} , такая модель требовала предположения о нереально большой концентрации микротрещин (микронных масштабов) для объяснения величины потерь сейсмических волн на килогерцовых и более высоких частотах. Для объяснения упругой нелинейности горных пород также традиционно привлекались соображения о высокой сжимаемости трещин, например, в работе [21], где обсуждался эффект модуляции скоростей сейсмических волн полем приливных деформаций (с типичными амплитудами деформации 10^{-8}). Однако для получения количественного согласования с данными [21] и другими аналогичными высокими оценками уровня нелинейности требуется предположить очень малые значения аспект-отношения трещин, $d/L \sim 10^{-5} - 10^{-6}$. Более того, такое значение необходимо принять практически для всех трещин в среде, что представляется заведомо нереалистичным, так как для большинства трещин характерны более высокие значения $d/L \sim 10^{-4} - 10^{-3}$, что, соответственно, на порядки понижает ожидаемую чувствительность таких дефектов к упругим напряжениям в среде.

Разрешить отмеченные выше сложности и противоречия, возникающие при объяснении нелинейно-упругих и диссипативных свойств горных пород присутствием трещин, удастся естественным образом, если учесть неровность поверхность трещин и в них наличие внутренних контактов. Существенно, что, в силу двумерного характера инициации трещин, эти неровности (и их контакты) являются скорее не точечными,

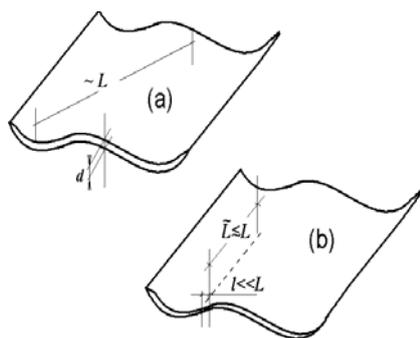


Рис. 4. Трещина с волнистыми поверхностями без (а) и при наличии (б) внутреннего контакта размером $\tilde{L} \times l$. При $\tilde{L} \rightarrow l$ полосковый контакт переходит в точечный.

а удлиненными, с локально цилиндрической геометрией, так что длина \tilde{L} такого контакта может быть сопоставима с диаметром L самой трещины (см. Рис. 4). Как по периметру трещины, так и на контакте имеет место концентрация напряжений (и деформаций), кроме того, по сравнению с однородной средой, оказываются резко повышены температурные градиенты в поле упругих волн, определяемые в данном случае не их длиной, а значительно мень-

шими размерами трещины и контакта, а также длиной тепловой волны. На частоте, для которой длина тепловой волны совпадает с размером либо всей трещины [20], либо контакта [22,23], имеет место релаксационный максимум термоупругого поглощения. Для потерь упругой энергии на таком контакте длиной \tilde{L} и шириной d можно получить [22]:

$$W_{LF} \approx 2\pi\omega T(\alpha^2 K^2 / \kappa) l^2 \tilde{L}^2 \varepsilon^2, \quad \omega \ll \omega_l \approx \kappa / (\rho C l^2), \quad (8)$$

$$W_{HF} \approx (2\pi / \omega) \kappa T (\alpha K / C \rho)^2 \tilde{L} (L/l)^2 \varepsilon^2, \quad \omega \gg \omega_l, \quad (9)$$

$$W_{cont}^{max} \approx 2\pi T (\alpha^2 K^2 / \rho C) \tilde{L} L^2 \varepsilon^2, \quad \omega \approx \omega_l. \quad (10)$$

где ω - круговая частота, T - температура, α - коэффициент объемного теплового расширения, K - модуль объемного сжатия; ρ - плотность, C - удельная теплоемкость, ε - средняя деформация в материале, κ - коэффициент теплопроводности, ω_l - характерная частота терморелаксации, соответствующая размеру l контакта в трещине. Для сравнения отметим, что аналогичные выражения на термоупругих потерь на трещине в целом (рассмотренных в [20]) можно привести [22] к аналогичному виду

$$W_{LF} \approx 2\pi\omega T(\alpha^2 K^2 / \kappa) L^5 \varepsilon^2, \quad \omega \ll \omega_L \approx \kappa / (\rho C L^2), \quad (11)$$

$$W_{HF} \approx 2\pi T (\alpha^2 K^2 / \rho C) [\kappa / (\rho C \omega)]^{1/2} L^2 \varepsilon^2, \quad \omega \gg \omega_L, \quad (12)$$

$$W_{crack}^{max} \approx 2\pi T (\alpha^2 K^2 / \rho C) L^3 \varepsilon^2, \quad \omega \approx \omega_L, \quad (13)$$

Сравнение выражений (13) и (10) для потерь в области релаксационного максимума показывает неожиданный, на первый взгляд, результат, что для полосковых контактов с длиной $\tilde{L} \sim L$ максимальные потери на трещине в целом и на узком контакте, площадь которого во много раз меньше, оказываются одного порядка, хотя при этом релаксационный максимум для узкого контакта $l \ll L$ может лежать на 4-6 порядков выше по оси частот.

Приведенные выше выражения показывают, что традиционное представление о незначительности термоупругих потерь для, например, сейсмических волн требует существенного пересмотра уже в линейном приближении, причем для волн малой амплитуды ($\varepsilon \leq 10^{-7} - 10^{-9}$) в рассмотренном варианте термоупругий механизм может доминировать. Из выражений (8)-(13) следует, что трещины с несколькими мягкими контактами могут обеспечить заметное термоупругое поглощение в диапазоне частот шириной несколько порядков (от релаксационной частоты трещины в целом до релаксационных частот контактов). При этом находящийся в трещине размера L единичный полосковый контакт ширины $l \ll L$ при длине $\tilde{L} \sim L$ обеспечивает в окрестности своей релаксационной частоты ω_l примерно такую же диссипацию, какую производят в соответствии с "глобальным" механизмом [20] $N = (L/l)^3 \gg 1$ микротрещин размера l , имеющие ту же частоту релаксации. Причем "эквивалентное количество" N микротрещин может быть очень большим, на-

пример, $N \sim 10^6$ при типичном для реальных трещин отношении $L/l \sim 10^2$.

Далее, для нелинейных эффектов существенно, что в окрестности контактов локальное расстояние между поверхностями трещины (или их взаимопроникновение) \tilde{d} значительно меньше среднего значения d раскрытия трещины. В связи с такой геометрией окрестность контакта многократно (примерно в $d/\tilde{d} \gg 1$ раз) более чувствительна к внешнему напряжению, чем трещина в целом, так что состояние контактов в трещине может быть уже существенно изменено относительно слабой средней деформацией в среде $\varepsilon \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ (которая еще много меньше деформации $\varepsilon \sim d/L \sim 10^{-4} \cdot 10^{-3}$, необходимой для полного закрытия трещины). Так как жесткость возникающего полоскового контакта оказывается сравнимой с арочной жесткостью трещины, это означает, что введенный выше эффективный параметр мягкости ζ (характеризующий чувствительность дефектов к средней деформации в материале) может для тонких трещин с $d/L \sim 10^{-4} \cdot 10^{-5}$ достигать величины $\zeta \sim 10^{-6} \cdot 10^{-7}$ без привлечения гипотез о нереалистичных значениях $d/L \sim 10^{-6} \cdot 10^{-7}$. Оказывается, что таких значений эффективной мягкости и уровня диссипации, оцененных для трещин с реальными параметрами, с запасом хватает для того, чтобы объяснить наблюдаемую глубину (~5-10%) модуляции высокочастотных сейсмических шумов [24] приливными деформациями (с амплитудами $\sim 10^{-8}$). При этом достаточно учесть только модуляцию приливами поглощения в среде без привлечения гипотез о микроразрушениях и сопутствующей им эмиссии, инициируемых слабыми приливными деформациями. До настоящего времени реалистичных физических моделей этого эффекта предложено не было.

Еще одной интересной особенностью термоупругого поглощения на полосковых контактах в трещинах (см. уравнение (10)) является независимость высоты релаксационного пика от ширины l контакта, которая может меняться под действием прилагаемых статических или динамических нагрузок. Это означает, что такой сдвиг релаксационного пика может приводить одновременно к индуцированному дополнительному поглощению или «просветлению» для пробных волн, частоты которых лежат по разные стороны пика. На Рис. 5 приведено схематическое пояснение эффекта для динамического воздействия на контакт акустической «накачкой», и на Рис. 6 дан соответствующий экспериментальный пример индуцированных просветления/поглощения для разных мод в стержневом стеклянном резонаторе с одиночной трещиной [26].

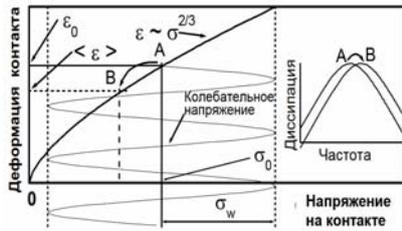


Рис. 5. Схематически показано умягчение контакта Герца осциллирующим воздействием из-за асимметрии зависимости поджатия контакта от прилагаемого упругого напряжения. Невозмущенное статическое положение равновесия $A = (\sigma_0, \varepsilon_0)$, усредненное по периоду измененное положение $B = (\langle \sigma \rangle, \langle \varepsilon \rangle)$ и соответствующий сдвиг релаксационного пика.

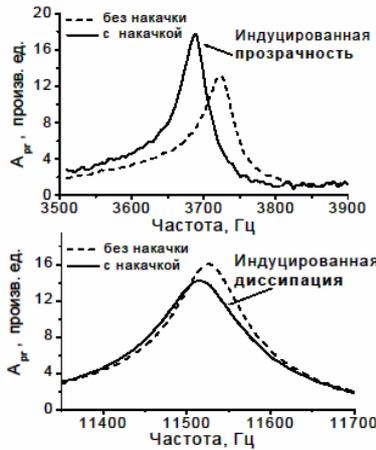


Рис. 6. Примеры одновременных изменений резонансных кривых пробной волны на разных модах под действием накачки. Мода на частоте $F=3.7$ кГц испытывает уменьшение диссипации, а для моды с частотой $F=11.5$ кГц, наоборот, потери увеличиваются. В отличие от разного знака изменения потерь частота сдвигается вниз для обеих мод. Уровень накачки (на частотах $F=40-50$ кГц) $\varepsilon \sim 10^{-6}$.

Следующей так же «неклассической» особенностью контактной нелинейности акустически активируемого контакта является немонотонность амплитудной зависимости некоторых его свойств, например средней ширины и жесткости. С ростом амплитуды колебаний при переходе к «хлопающему» режиму эти величины сначала уменьшаются, а затем вновь увеличиваются. Такая немонотонность объясняет наблюдаемые для образцов с трещинами немонотонный сдвиг резонансных пиков сначала влево (понижение среднего модуля упругости), а затем вправо (вновь увеличение жесткости) при одновременном немонотонном поведении индуцированной диссипации, т.е. сначала увеличение, а затем некоторое просветление (см. [25]).

До недавних пор в акустике не обсуждалось еще одно интересное проявление выраженных нелинейно-диссипативных свойств, вносимых присутствием дефектов, а именно, эффект кросс-модуляции в образцах с трещинами. Этот акустический аналог известного для радиоволн в ионосфере Люксембург-Горьковского (ЛГ) эффекта представляет интерес в качестве высокочувствительного метода мониторинга состояния среды и диагностики появления трещин [22,26] на-

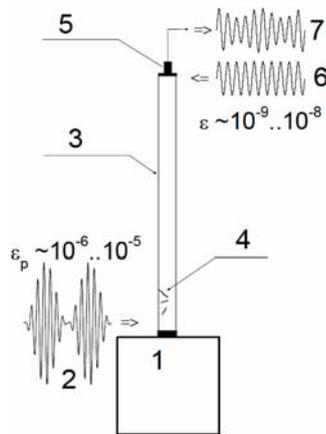


Рис. 7. Схема эксперимента по наблюдению ЛГ-эффекта: 1 - нагруженная масса с пьезоизлучателем; 2 - модулированная накачка; 3 - стеклянный стержень; 4 - трещины, инициированные термическим шоком; 5 - акселерометр и источник пробной волны; 6 - форма немодулированного возбуждаемого и 7 - модулированного принимаемого пробного сигнала.

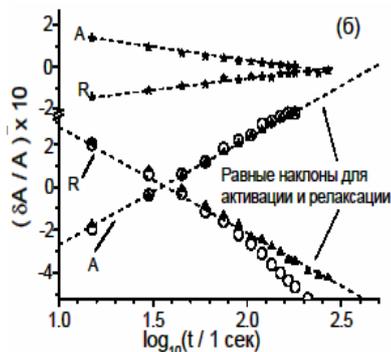


Рис. 8. Логарифмическая и симметрично-обратимая во времени динамика амплитуды пробной волны (т.е. добротности) для двух мод в стеклянном резонаторе с трещиной (значок А - активация, R - релаксация) [26]

ряду с использованием в диагностических схемах обычной модуляции пробной акустической волны другой более низкочастотной волной или колебанием (см. Рис. 7).

Кроме обсуждавшихся выше «мгновенных» и «быстрых» релаксационных проявлений нелинейности дефектов в последние годы привлекают большое внимание эффекты медленной динамики акустически активируемых образцов микронеоднородных сред. После выключения интенсивного акустического воздействия на образец, при дальнейшем наблюдении значений его упругого модуля (и иногда добротности) с помощью слабой пробной волны, часто обнаруживается, что начальные значения параметров материала (до активации) восстанавливаются не мгновенно, а демонстрируют медленное (на масштабах 10^2 - 10^4 сек.) логарифмическое по времени восстановление [27]. При этом обычно исследуются образцы горных пород, содержащие очень большие ансамбли трещин, а наблюдаемая медленная динамика приписывается восстановлению под действием термических флуктуаций неких внутренних связей, разрушенных при акустическом активировании образца. Характер такой медленной релаксации определяется статистикой соответствующих этим связям энергетических барьеров, подбирая функции распределения которых удастся получить и логарифмическое по времени поведение [27]. Вопрос о физическом соответствии таких барьеров и их статистики структурным особенностям среды остается открытым.

В ходе детальных исследований нелинейно-акустического отклика

образцов с одиночными трещинами (типа экспериментов, описанных в [22]) было обнаружено, что образцы даже с одиночными трещинами также демонстрируют выраженную почти логарифмическую по времени медленную динамику на масштабах сотни секунд [25,26]. Более того, применение волн различных частот в качестве пробного воздействия и интенсивной «накачки» позволило исследовать поведение образца не только после, но и во время его активации. При этом выяснилось, что во время активации параметры образца также логарифмически по времени медленно изменяются, причем практически с той же скоростью, с какой затем происходит их восстановление (см. Рис. 7). Известные объяснения подобной динамики за счет разрыва/восстановления большого ансамбля связей [27] явно не подходили для одиночного дефекта и не согласовывались с симметрией между стадиями активации и релаксации. В то же время локально-цилиндрическая геометрия контактов в трещинах (на которую первоначально внимание было обращено совершенно другим соображением [22]) позволила предложить естественное объяснение этим наблюдениям за счет локального нагрева (и затем охлаждения) областей концентрации напряжений на контакте и периметре трещины интенсивной акустической накачкой [25]. Промежуточная логарифмическая асимптотика и симметрия в решениях для стадий нагрева и охлаждения непосредственно вытекает из локально-цилиндрической геометрии задачи. Эта модель также предсказывает, что когда область распространения области нагрева сравнивается с диаметром трещины, логарифмический дрейф параметров насыщается, и дальнейшее распространение тепла происходит, как от точечного источника в трехмерной геометрии. И качественно (насыщение логарифмического поведения), и количественно (оценки характерных времен) эти предсказания модели прекрасно согласуются с наблюдениями [25]. Аналогичное нетипичное поведение было затем обнаружено и для металлических образцов с трещинами, причем с меньшими характерными временами, как того и следовало ожидать в силу большей теплопроводности металла [26].

Подробнее обсуждение упомянутых выше и некоторых других (например «памяти» нелинейности) «неклассических» нелинейных эффектов в образцах с трещинами можно найти в работах [22,23,25,26,28] и цитированной в них литературе.

4. Эффекты контактной нелинейности в гранулированных средах.

На диаграмме микроструктурно-обусловленных вариаций параметров (Рис. 2) материалы с небольшим содержанием трещин (вдали от порога разрушения) лежат слева от максимума нелинейности среды, где ее модуль упругости еще незначительно снижен по сравнению с однородной средой-матрицей. Гранулированные среды, представляющие собой сеть контактов (предварительно нагруженных в той или иной степени), ле-

жат на правой стороне этой диаграммы, где линейный модуль среды уже значительно ниже модуля однородного материала гранул [6]. Базовой моделью при описании нелинейности гранулированных сред служит герцевская модель контакта двух упругих сфер, предсказывающая, что сила на контакте пропорциональна величине сближения центров в степени 3/2 (причем эта функциональная зависимость сохраняется и для других тел конечных размеров, форма которых вблизи контакта может быть аппроксимирована поверхностями второго порядка) [29]. Происхождение такой нелинейности чисто геометрическое, так что она имеет место и для идеально линейного материала гранул. Для среды с одинаково нагруженными контактами их герцевская нелинейность обуславливает функционально такой же вид связи «напряжение и деформация» $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ в среде:

$$\sigma(\varepsilon) = bn\varepsilon^{3/2}H(\varepsilon), \quad (14)$$

где множитель b зависит от упругих модулей материала зерен, n - среднее количество контактов, приходящихся на одно зерно, $H(\varepsilon)$ - функция Хевисайда, показывающая, что только при сжатии ($\sigma, \varepsilon > 0$) контактов возникает напряжение в среде (здесь мы по-прежнему ограничились продольной деформацией). В реальной зернистой среде, однако, нагруженность контактов, как известно, может отличаться очень сильно, что приводит к изменению макроскопического уравнения (14) [30,31]. Для иллюстрации роли различных контактов в линейных и нелинейных акустических проявлениях, предположим, что гранулированная среда содержит только две фракции контактов, имеющие различные статические деформации: среднюю ε_0 (близкую к макроскопической деформации) и $\mu\varepsilon_0$, где безразмерный параметр нагружения $\mu \ll 1$. Разделяя статическую (σ_0, ε_0) и динамическую ($\tilde{\sigma}, \tilde{\varepsilon}$) части в общих напряжениях и деформациях для обеих фракций, из уравнения (14) получим:

$$\sigma_0 + \tilde{\sigma} = bn_1(\varepsilon_0 + \tilde{\varepsilon})^{3/2}H(\varepsilon_0 + \tilde{\varepsilon}) + bn_2(\mu\varepsilon_0 + \tilde{\varepsilon})^{3/2}H(\mu\varepsilon_0 + \tilde{\varepsilon}), \quad (15)$$

где n_1 и n_2 - характеризуют число контактов в разных фракциях. Заметим, что, в отличие от сильно различной статической, *динамическая (акустическая) деформация $\tilde{\varepsilon}$ для обеих фракций одинакова* [30,31]. Для предварительно сжатых контактов и не слишком сильных динамических деформаций $|\tilde{\varepsilon}| \ll \mu\varepsilon_0$, уравнение (15) может быть разложено в ряд Тейлора с коэффициентами $d^m \tilde{\sigma}(\varepsilon_0) / d\tilde{\varepsilon}^m$. Эти коэффициенты характеризуют линейный ($m=1$) и нелинейные ($m=2,3\dots$) упругие модули M_m среды, определяющие, соответственно, линейную скорость и нелинейные поправки к скорости распространения акустической волны и интенсивность других нелинейных эффектов m -ого порядка:

$$M_m \sim \frac{d^m \tilde{\sigma}(\varepsilon_0)}{d\tilde{\varepsilon}^m} \sim bn_1 \left(1 + \frac{n_2}{n_1} \mu^{(3/2)-m} \right) \varepsilon_0^{(3/2)-m}. \quad (16)$$

Выражение (16) показывает, что вклад в линейный модуль M_1 от слабых контактов пропорционален $\mu^{1/2} \ll 1$ и пренебрежимо мал при $n_1 \sim n_2$. В противоположность этому, вклад слабой фракции в нелинейные модули M_m (с $m=2,3,\dots$) пропорционален $\mu^{(3/2)-m} \gg 1$. Следовательно, чем слабее контакт, тем сильнее может быть его вклад в нелинейные компоненты акустического сигнала. Таким образом, наблюдение нелинейных эффектов открывает уникальную возможность диагностики наиболее слабых межзеренных контактов в упаковках (с параметром нагружения $\mu \leq 10^{-1}-10^{-2}$ и еще меньшими значениями, по сравнению со средним значением). Такие малые силы находятся вне диапазона чувствительности известных методов (например, оптических на основе фото-упругого эффекта, механической оценки контактных сил на основе размера отпечатков зерен на дне контейнера и т.п.), так как все эти методы основаны на измерении величин, для которых вклад сильно сжатых контактов заведомо доминирует.

В нелинейных методиках очень полезными оказываются уже самые простые нелинейные эффекты, такие как генерация второй гармоники или самодетектирование (демодуляция) модулированной первичной волны, причем даже эти эффекты демонстрируют «неклассические» черты в силу своего микроструктурного происхождения. Например, степенное разложение (16) теряет силу для очень умеренных акустических амплитуд ($\tilde{\varepsilon}/\varepsilon_0 \ll 1$, где ε_0 - макроскопическая статическая деформация среды), поскольку уже при $\tilde{\varepsilon}/\varepsilon_0 \sim \mu \ll 1$ слабые контакты переходят в хлопающий режим. В результате, вместо квадратичного детектирования $\sim \tilde{\varepsilon}^2$ в этом диапазоне амплитуд наблюдается детектирование на «хлопающей» герцевской нелинейности, дающей сигнал $\sim \tilde{\varepsilon}^{3/2}$. По амплитуде перехода $2 \rightarrow 3/2$ можно оценить степень разгруженности слабых контактов и их долю в упаковке. Кроме того, использование поперечной волны накачки (для которой нелинейность не имеет четной составляющей, что понятно из соображений симметрии) в гранулированной среде позволяет легко наблюдать детектирование с одновременной конверсией в продольную моду (что симметрия не запрещает). В нескольких иных терминах можно сказать, что эта продольная составляющая возникает из-за дилатансии гранулированной упаковки при сдвиге (акустическом в нашем случае) воздействии на нее. Т.е. измерение амплитуды детектированного сигнала от сдвиговой волны накачки позволяет исследовать амплитудный закон дилатансии в недоступном другим методам диапазоне малых (акустических) деформаций [31]. Наконец, использование сдвиговой волны с различной поляризацией позволяет непосредственно наблюдать анизотропию нагруженности контактов (проявляющуюся в анизотропии нелинейности среды). Эти эффекты проиллюстрированы на Рис. 9.

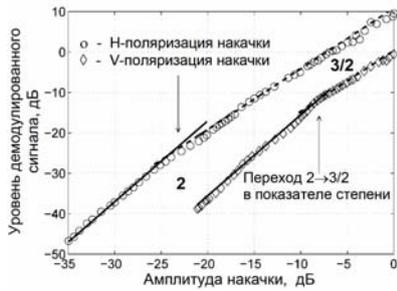


Рис. 9. Амплитуда демодулированного сигнала как функция амплитуды сдвиговой волны накачки при ее горизонтальном распространении для вертикальной (V) и горизонтальной (H) поляризации. Четко видно амплитуды перехода показателя степени $2 \rightarrow 3/2$ (отмечены стрелками) при переходе в режим «хлопания» слабых контактов. Для V-поляризации, в силу анизотропии нагруженности контактов, переход происходит при большей амплитуде, а уровень детектированного сигнала, соответственно, ниже, чем для H-поляризации накачки [31].

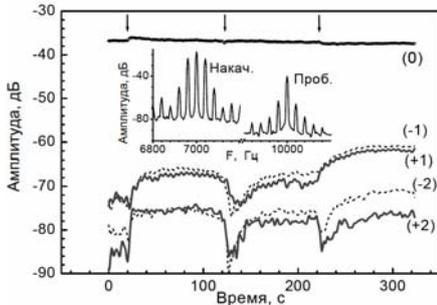


Рис.10. Временные зависимости амплитуд основной гармоники пробной волны (отмечена цифрой (0)), а также ее правых и левых модуляционных лепестков 1-го и 2-го порядков (отмечены цифрами ± 1 и ± 2). Стрелками отмечены моменты «сейсмических событий». На вставке показаны примеры спектров прошедших через среду модулированной волны накачки и пробной волны с наведенной модуляцией.

Тот же эффект «хлопания» контактов при изменении амплитуды первичного пучка приводит к эффективному изменению длины области взаимодействия (так как в ее пределах часть контактов вблизи излучателя уже «хлопает», а более дальние контакты – еще нет). При этом из-за различия скоростей сдвиговой накачки и возникающей 2-й гармоники на продольной моде изменение амплитуды меняют условия синхронизма (эффективную длину взаимодействия), что приводит к биениям уровня гармоники с ростом амплитуды накачки (см. детали в [32,33]). В оптике подобные биения связаны с изменением геометрической длины области взаимодействия.

В силу ограниченности объема отметим в качестве еще одного и последнего примера показательную лабораторную демонстрацию [34] возможности использования акустического аналога ЛГ-эффекта для высокочувствительного мониторинга тонких изменений микроструктуры гранулированной среды, возмущаемой короткими импульсными воздействиями (см. Рис. 10). На вставке показаны примеры спектров 100% амплитудно-модулированной волны накачки (7 кГц несущая, 30 Гц модуляция) и пробной волны (10 кГц) с наведенной модуляцией. Графики на Рис. 10 показывают уровни основной гармоники пробной волны и модуляционных лепестков 1-го и 2-го

порядков в процессе наблюдения. Как видно, основная гармоника почти не чувствует изменения микроструктуры среды, вызванные «сейсмическими событиями», в то время как модуляционные лепестки очень чувствительны к структурным изменениям, связанным, прежде всего с изменением состояния наиболее «слабых мест» в среде. Медленные изменения уровня лепестков после прохождения возмущающих сред импульсов связаны с процессами медленной релаксации нарушенной сети слабых контактов в среде. Возможность уверенного наблюдения нелинейных эффектов для сейсмических волн в полевых условиях (например, эффектов самовоздействия [35]) на дистанциях более сотни метров свидетельствует о перспективности использования нелинейных методов в диагностических целях по крайней мере на инженерно-сейсмических масштабах для мониторинга состояния объектов типа плотин, фундаментов крупных сооружений и т.п. Более детальное обсуждение этих и ряда других аспектов акустической нелинейности гранулированных сред можно найти в работах [30-34] и цитированной в них литературе.

5. Заключение.

О продолжающемся росте интереса к исследованию проявлений микроструктурно-обусловленной нелинейности свидетельствует значительный поток публикаций по этой тематике в последние годы, в том числе появление ряда обзорных работ (например, [2-4]). С учетом содержания [2-4] в предыдущих разделах был отобран материал, не перекрывающийся с этими обзорами, значительное внимание в которых было уделено гистерезисной нелинейности микронеоднородных сред. При этом обсуждение ряда интересных особенностей [37,38], относящихся именно гистерезисной нелинейности и не затронутых в [2-4], за неимением места в данном кратком обзоре пришлось опустить.

Представленные выше экспериментальные примеры и наглядные модели особенностей микронеоднородных сред показывают, как сочетание, казалось бы, хорошо известных факторов может приводить к очень необычным нелинейным акустическим эффектам и свойствам, вполне заслуживающим названий «аномальные» или «неклассические» (как, например, ярко выраженные амплитудно-зависимая диссипация или дисперсия нелинейности, возникающие за счет комбинации линейной релаксации на дефектах и их упругой нелинейности).

Работа подготовлена при поддержке грантов РФФИ No 05-02-17355, 05-05-16491 и 06-02-72550-НЦНИЛ.

Литература

1. *Kittel Ч.* Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 791 с.
2. *Guyot R, Johnson P.* Nonlinear mesoscopic elasticity: Evidence for a new class of materials // *Physics Today*. 1999. No 4. P. 30-36.

3. *Ostrovsky L. A., Johnson P. A.*, Nonlinear elasticity in geomaterials // Rivista del Nuovo Chimento. 2001. V. 24, No 7. P. 1-46.

4. *Руденко О.В.*, Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики // УФН. 2006. Т. 176, № 1. С. 97-102.

5. *Zaitsev, V.Yu.*, A model of anomalous acoustic nonlinearity of microinhomogeneous media, *Acoust. Lett.*, 1996. V. 19, No 9. P.171-176.

6. *Беляева И.Ю., Зайцев В.Ю.*, Упругие нелинейные свойства микронеоднородных сред с иерархической структурой // Акуст. журн. 1997. Т. 43, № 5. С.594-599.

7. *Беляева И.Ю., Зайцев В.Ю.*, О предельном значении параметра упругой нелинейности структурно-неоднородных сред // Акуст. журн. 1998. Т. 44, № 6. С. 731-737.

8. *Зайцев В.Ю., Назаров В.Е., Беляева И.Ю.* Уравнение состояния микронеоднородных сред и частотная зависимость их упругой нелинейности // Акуст. журн. 2001. Т.47, №2. С.220-226.

9. *Zaitsev V., Sas P.* Elastic moduli and dissipative properties of microinhomogeneous solids with isotropically oriented defects // *Acustica-Acta Acustica*. 2000. V. 86. P. 216-228.

10. *Zaitsev V.Yu., Sas P.*, Dissipation in microinhomogeneous solids: inherent amplitude-dependent attenuation of a non-hysteretical and non-frictional type // *Acustica-Acta Acustica*. 2000. V.86. P. 429-445.

11. *Руденко О.В., Солюян С. И.* Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. XXX с.

12. *Зайцев В.Ю., Назаров В.Е.* О линейной частотной зависимости коэффициента поглощения упругих волн в микронеоднородных средах // Акуст. журн. 1999. Т. 45, № 5. С. 552-556.

13. *Зайцев В.Ю., Назаров В.Е., Шульга А.Е.* Дисперсионные и диссипативные свойства микронеоднородных сред // Акуст. журн. 2000. Т. 46, № 3, С. 348-355.

14. *Nazarov V.E., Zaitsev V.Yu., Belyaeva I.Yu.*, Nonlinear transformation of acoustic waves in microinhomogeneous media with relaxation // *Acustica-Acta Acustica*. 2002. V.88, P. 40-49.

15. *Зайцев В.Ю., Матвеев Л.А.* Амплитудно-зависимая диссипация в микронеоднородных средах с линейным поглощением и упругой нелинейностью // Геология и Геофизика. 2006. Т. 47, № 5. С. 695-710.

16. *Назаров В. Е., Радостин А. В., Соустова И. А.* Влияние интенсивной звуковой волны на акустические свойства резонатора из песчаника // Акуст. журн. 2002. Т. 48, № 1, С. 85-90.

17. *Gordon R. B., Davis L. A.* Velocity and attenuation of seismic waves in imperfectly elastic rock // *J.Geophys.Res.* 1968. V.73(12), P. 3917-3935

18. *Sharma, M. M., Tutuncu, A. N.* Grain Contact Adhesion Hysteresis: A Mechanism for Attenuation of Seismic Waves // *Geophys. Res. Lett.* 1994. V. 21, No. 21. P. 2323-2326

19. *Лебедев А.Б.* Амплитудно-зависимый дефект модуля упругости в основных моделях дислокационного гистерезиса // ФТТ. 1999. Т. 41, № 7. С. 1214-1221.

20. *Savage J.S.* Thermoelastic attenuation of elastic waves by cracks // *J. Geophys. Res.* 1966, V. 71(16). P. 3929-3938.

21. *Reasenberg P., Aki K.* A precise, continuous measurement of seismic velocity for monitoring in situ tress // *J. Geophys. Res.* 1974. V. 79(2). P. 399-406.

22. *Zaitsev V., Gusev V., Castagnède B.*, Luxemburg-Gorky Effect Retooled for Elastic Waves: A Mechanism and Experimental Evidence // *Phys. Rev. Lett.* 2002, V. 89(10), P. 105502(1-4).

23. *Fillinger L., Zaitsev V., Gusev V. and Castagnède B.* Nonlinear relaxational absorption/transparency for acoustic waves due to thermoelastic effect // *Acustica-Acta Acustica.* 2006, V. 92, No 1, P.24-34.

24. *Saltykov V., Chebrov V., Kugaenko Yu., Sinitsyn V.* High-frequency seismic noise: Results of investigation in Kamchatka // *Phys. Chem. Earth.* 2006, V. 31 P. 132–137.

25. *Zaitsev V., Gusev V., Castagnède B.* Thermoelastic mechanism for logarithmic slow dynamics and memory in elastic wave interaction with individual cracks // *Phys. Rev. Lett.*, 2003, V. 90(7), P. 075501(1-4).

26. *Zaitsev V., Nazarov V., Gusev V., Castagnede B.* Novel nonlinear-modulation acoustic technique for crack detection // *NDT&E International.* 2006. V. 39, No 3. P. 184-194

27. *TenCate J. A., Smith E., Guyer R. A.* Universal Slow Dynamics in Granular Solids // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85(5). P. 1020-1023.

28. *Зайцев В.Ю., Гусев В.Э., Назаров В.Е., Кастаньеде Б.* Взаимодействие акустических волн с трещинами: упругие и неупругие механизмы нелинейности с различными временными масштабами // *Акуст. журн.* 2005, Т. 51, Доп. Вып. «Геоакустика», С. 80-91.

29. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости, М. Наука, 1965. 204 с.

30. *Зайцев В.Ю.* Численное моделирование нелинейных упругих свойств зернистых сред с неидеальной упаковкой // *Акуст. журн.* 1995. Т. 41, № 3. С.439-445.

31. *Tournat V., Zaitsev V., Gusev V., Nazarov V., Bequin P., Castagnède B.* Probing granular media by acoustic parametric emitting antenna: clapping contacts, nonlinear dilatancy and polarization anisotropy // *Phys. Rev. Lett.* 2004.V. 92(8). P. 085502(1-4).

32. *Tournat V., Gusev V., Zaitsev V., and B. Castagnede,* Acoustic second harmonic generation with mode conversion in granular media: nonlinear transformation of the emitting antenna // *Europhys. Lett.*, 2004, V. 66(6), P. 798-804.

33. *Турна В., Зайцев В.Ю., Назаров В.Е., Гусев В., Кастаньеде Б.* Экспериментальное исследование нелинейных акустических эффектов в зернистых средах // *Акуст. Журн.*, 2005 Т. 51, No 5. С. 633-644.

34. *Zaitsev V., Nazarov V., Tournat V., Gusev V., Castagnède B.* Luxemburg-Gorky effect in a granular medium: probing perturbations of the material state via cross-modulation of elastic waves // *Europhys. Lett.*, 2005, V. 70(5). P. 607-613.

35. *Зайцев, В.Ю. Назаров В.Е., Таланов В.И.* Экспериментальное исследование самовоздействия сейсмо-акустических волн // *Акуст. журн.* 1999. Т. 45, № 6. С. 799-806.

36. *Zaitsev V., Gusev V., Zaytsev Yu.* Mutually induced variations in dissipation and elasticity for oscillations in hysteretic materials: non-simplex interaction regimes // *Ultrasonics.* 2005. V. 43. P. 699-709.

37. *Zaitsev V., Gusev V.* On the differences between “adhesion-type” and “friction-type” hysteresis: theoretical description and experimental indications / *CD-Proc. 8-eme Congrès Français d'Acoustique, Tours, 2006, P. 513-516.*