

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С ТРЕЩИНАМИ: УПРУГИЕ И НЕУПРУГИЕ МЕХАНИЗМЫ НЕЛИНЕЙНОСТИ С РАЗЛИЧНЫМИ ВРЕМЕННЫМИ МАСШТАБАМИ

© 2005 г. В. Ю. Зайцев, В. Э. Гусев*, В. Е. Назаров, Б. Кастаньеде*

Институт прикладной физики РАН

603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

**Université du Maine, Av. O. Messiaen, 72 085, Le Mans, France*

E-mail: vyuzai@hydro.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 24.05.04 г.

С единых позиций обсуждаются взаимосвязанные упругие и неупругие “быстрые” и “медленные” эффекты взаимодействия акустических волн с трещинами. Особое внимание уделено диссипативным проявлениям наличия трещин и обнаруженным эффектам медленной, симметрично-обратимой во времени динамики акустически активируемых трещин. Эффекты такого типа во многих случаях могут быть более выраженными, чем традиционно обсуждаемые нелинейно-упругие эффекты (типа классической генерации комбинационных гармоник). На основе учета основных особенностей геометрии трещин предлагается термоупругий механизм, позволяющий взаимно-согласованно интерпретировать экспериментальные факты. Указываются следствия полученных результатов для сейсмологии и обсуждаются возможности применений обнаруженных эффектов для нелинейной акустической диагностики трещин.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время является общепризнанным, что наличие трещин существенно меняет линейные и нелинейные акустические свойства твердых тел (по сравнению с идеальными кристаллами и однородными аморфными материалами). Можно отметить, в частности, высокий уровень акустической нелинейности и ее “неклассический” характер (например, немонотонные и дробно-степенные амплитудные зависимости для гармоник сигнала); повышенное поглощение упругих волн; зависимость диссипации от амплитуды волны и от статического давления на образец; выраженные эффекты медленной динамики (память о предварительной акустической активации, логарифмическое по времени поведение). При значительной концентрации трещин линейные упругие модули материала могут быть также заметно понижены, однако, при малой концентрации дефектов упругость материала остается практически неизменной, в то время как поглощение и нелинейные свойства могут уже существенно измениться.

Очевидно, что все эти проявления связаны с носительской “мягкостью” трещин, хотя некоторые традиционно приводимые аргументы оставляют открытыми ряд существенных вопросов. Часто используется радиотехническая аналогия, основанная на том, что трещины могут рассматриваться как элементы, подобные диоду: при приложе-

нии растягивающего напряжения они относительно легко раскрываются, а при сжимающем напряжении – закрываются, так что при сжатии материал ведет себя почти так же, как сплошной. Для достаточно больших деформаций материала такое представление о нелинейности трещины может быть полезно, однако остается вопрос, как при средних деформациях порядка 10^{-6} и менее трещины могут существенно изменять свое состояние, поскольку при таких деформациях обычно становится заметной акустическая нелинейность материала. Многие модели дефектов согласованно предсказывают [1], что трещина может быть практически полностью закрыта при создании в материале средней деформации сжатия примерно равной ее аспект-отношению d/L , где d и L – характерные значения раскрытия (“толщины”) и диаметра трещины, соответственно. Типичные значения этого отношения для трещин (например, в горных породах) составляют 10^{-4} – 10^{-3} . Для акустических параметров (например, поглощения и упругих модулей) трещиноватых сред это приводит к их выраженной зависимости от приложенного давления, пока средняя деформация материала не достигает значений 10^{-4} – 10^{-3} . Далее, зависящие от давления изменения параметров практически насыщаются и приближаются к значениям, характерным для однородного материала, что свидетельствует о практически полном закрытии трещин (см., например, [2]). Приложение к материалу акустичес-

кого воздействия с умеренными средними деформациями $\epsilon \sim 10^{-6}$ – 10^{-5} также приводит к заметным изменениям средней по времени упругости и диссипации (что удобно наблюдать по изменениям характеристик резонансных пиков более слабой пробной волны, как описано, например, в работе [3]). Если предполагать, что изменение свойств материала для столь малых деформаций связано с закрытием наиболее узких из имеющихся трещин с аспект-отношением порядка $d/L \sim 10^{-6}$ и менее, то из этого следует, что для типичного для горных пород миллиметрового и суб-миллиметрового размера трещин их среднее раскрытие d имеет величину порядка атомного размера и менее, что физически не имеет смысла и указывает на необходимость усовершенствования описанной выше радиотехнической аналогии.

Отметим, что в связи с повышенной диссипацией упругих волн в трещиноватых средах более 40 лет развиваются модели, приписывающие эти потери проявлению фрикционного и/или адгезионного гистерезиса на поверхностях трещин (например, [4, 5]). Такие модели дают разумные оценки потерь для волн достаточно большой амплитуды, в том числе предсказывая почти постоянную добротность материала в широком диапазоне частот. Однако в рамках этих моделей остается открытой проблема объяснения малоамплитудного (линейного) поглощения. Следующая цитата из довольно давней работы [4] хорошо поясняет смысл вопроса: “Для амплитудного диапазона в наших экспериментах верхний предел 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”¹. Полученные в последние годы данные атомно-силовой микроскопии непосредственно демонстрируют пороговый характер фрикционно-гистерезисных потерь, для проявления которых необходимо, чтобы абсолютное перемещение на контактирующих поверхностях превышало атомный размер (см., например, [6]). С другой стороны, наблюдаемые экспериментально значительно большие, чем в однородных материалах, потери, даже для предельно малых амплитуд волн, указывают на существование непорогового механизма диссипации упругой энергии на трещинах.

Один из вариантов такого непорогового термоупругого механизма потерь в трещиносодержащих твердых телах был предложен Сэвэйджем (Savage) [7]. В отличие от несущественной роли таких потерь в однородных твердых телах присутствие трещин сильно увеличивает их уровень за счет введения дополнительного масштаба неоднородности термоупругих полей, существенно меньшего длины упругой волны. В частотной зависимости этих потерь имеется максимум, соответствующий совпадению длины тепловой волны с характерным диаметром трещины. Анализ, проведенный в [7], показал, что такой механизм предсказывает разумные значения для диссипации упругих волн в сейсмическом диапазоне частот. Предполагая широкое распределение трещин по размерам, в такой модели удастся также получить почти постоянное значение добротности в широком частотном диапазоне. Однако, так как максимальные потери энергии по такому механизму быстро убывают с уменьшением диаметра трещины (как куб размера), для объяснения примерно постоянной добротности горных пород, наблюдаемой в диапазоне частот от Гц до МГц, необходимо предполагать нереально высокие концентрации чрезвычайно малых трещин. Кроме того, для объяснения выраженной амплитудной зависимости поглощения трещиноватых сред для умеренных амплитуд деформации $\epsilon \sim 10^{-6}$ термоупругий механизм [7] требует предположить наличие больших концентраций трещин с нереально малым аспект-отношением d/L .

В работе рассматривается механизм акустической нелинейности трещин, позволяющий снять отмеченные трудности и единообразно рассмотреть не только линейное (малоамплитудное) поглощение и его “быстрые” амплитудно-зависимые вариации, но и учесть эффекты медленной динамики. Параллельно приводятся результаты ряда экспериментов по нелинейному взаимодействию акустических волн в стержнях и пластинах с трещинами, хорошо согласующиеся с предложенной интерпретацией.

ОСНОВНЫЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ТРЕЩИН И ИХ ФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ

Как уже было отмечено, трещины являются планарными дефектами твердого тела с малым аспект-отношением $d/L \ll 1$ (типичные значения $d/L \sim 10^{-4}$ – 10^{-3}), так что для полного закрытия трещины необходимо создать среднюю деформацию в материале порядка d/L , причем эта оценка слабо зависит от деталей модели трещины [1] и оказывается значительно больше типичных для акустических волн амплитуд $\epsilon \sim 10^{-6}$ – 10^{-5} , при которых становятся заметны отмеченные выше не-

¹ Оригинальный текст цитаты из [4]: “...For the range of strains used in our experiments an upper limit of interface displacement ranges from 10^{-12} cm in the low strain amplitude experiments... The displacements are so small that the friction characteristics of the interfaces should be quite different from what would be observed in a macroscopic friction experiment...”

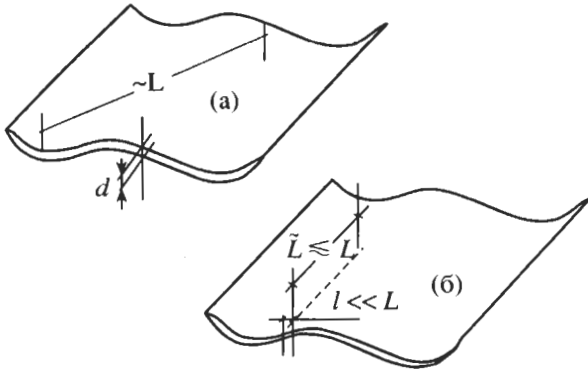


Рис. 1. Трещина с волнистыми поверхностями без (а) и при наличии (б) внутреннего контакта размером $\tilde{L} \times l$. При $\tilde{L} \rightarrow l$ полосковый контакт переходит в точечный.

линейно-упругие и диссипативные эффекты. Еще одна важная особенность трещин следует как из изображений их формы, получаемых методами оптической, электронной и атомно-силовой микроскопии, так и согласуется с известными моделями трещинообразования. А именно, контактирующие поверхности трещин обычно не ровные, а имеют волнистую форму (т.е. неровности имеют характер скорее удлиненных валиков, чем локальных выпуклостей и впадин). Такие изначально совпадавшие волнистые поверхности при возникновении трещины обычно не просто параллельно раздвигаются по нормали, но и смещаются в тангенциальном направлении, образуя внутренние контакты. Благодаря такой искривленности поверхностей трещин получающиеся контакты имеют преимущественно не точечную, а удлиненную форму, как схематически изображено на рис. 1 [8]. 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 более чувствительна к внешнему напряжению (примерно в $d/\tilde{d} \gg 1$ раз), чем трещина в целом, так что состояние контактов в трещине может быть уже существенно изменено относительно слабой средней деформацией в среде $\epsilon \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ (которая много меньше деформации $\epsilon \sim d/L \sim 10^{-4} \dots 10^{-5}$, необходимой для полного закрытия трещины).

При этом, однако, возникает вопрос, могут ли столь малые, по сравнению со всей трещиной, контакты поглощать значительное количество акустической энергии. Для проявления обычно обсуждаемых фрикционно-адгезионных потерь на контактах необходимо, как пояснено выше, чтобы смещения поверхностей в области контакта превышали атомный размер a . В этом контек-

сте для трещины с характерным диаметром L средняя деформация порядка ϵ (несущественно – сжатия или сдвига), созданная в среде, может произвести максимальное смещение контактирующих поверхностей трещины (либо в тангенциальном, либо нормальном направлениях) на величину порядка $\Delta \sim \epsilon L$ [8–10]. Эта оценка, как подчеркнуто в [9], не зависит от деталей модели трещины и согласуется со сделанным выше утверждением, что средняя деформация сжатия, равная по порядку аспект-отношению трещины $\Delta \sim d/L$, создает смещение поверхностей $\Delta \approx d$, закрывая таким образом трещину полностью. С другой стороны, условие превышения Δ атомного размера a ($\Delta > a$) определяет пороговую среднюю деформацию $\epsilon_{th} > a/L$, ниже которой смещение поверхностей имеет субатомный масштаб. Для типичного значения $a \sim 3 \times 10^{-10}$ м и размерах трещины $L \sim 10^{-3}$ м величина пороговой средней деформации составит $\epsilon_{th} \sim 3 \times 10^{-7}$ (что хорошо согласуется с характерным наблюдаемым порогом амплитудно-зависимых потерь), ниже которой адгезионные и фрикционные потери на поверхности трещины не могут быть активированы.

В то же время даже для существенно меньшей деформации имеется канал достаточно эффективной диссипации энергии акустической волны благодаря локально повышенным термоупругим потерям, как это показано в работе [7], основанной на использовании точного решения для эллиптической формы трещины. Действительно, при наличии неоднородностей напряжения и деформации (за счет микроструктуры материала, градиенты индуцированных упругим возмущением вариаций температуры определяются не длиной упругой волны, а значительно меньшим масштабом L неоднородностей либо собственно длиной тепловой волны δ [11]). Когда масштабы трещины L и δ совпадают, потери упругой энергии на трещине в целом достигают максимума [7]. Аналогичный результат можно получить, не уточняя детально модель трещины и оценивая величины температурных градиентов и соответствующие потери в окрестности трещины, используя поход, который описан в [11] применительно к потерям в поликристаллах. Этот подход, примененный к трещине, дает следующие приближенные выражения для потерь упругой энергии W за период в низкочастотном пределе (когда $L \ll \delta$), в высокочастотном пределе ($L \gg \delta$) и в окрестности релаксационного максимума (когда $L \sim \delta$) [8]:

$$W_{LF} \approx 2\pi\omega T(\alpha^2 K^2/\kappa)L^5\epsilon^2, \quad \omega \ll \omega_L \approx \kappa/(\rho CL^2), \quad (1)$$

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

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

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 трещины. Например, для $L \sim 1$ мм релаксационная частота ω_L лежит в диапазоне $(10^{-1} - 1)$ рад/с для большинства горных пород и металлов. При нахождении низкочастотных потерь (1), по аналогии с [11], мы приняли во внимание, что размер трещины L является характерным масштабом, на котором упругое напряжение меняется от средней величины σ до нуля на свободных границах трещины. При получении высокочастотной асимптотики (3) был использован факт, что различные модели трещин согласованно предсказывают краевую концентрацию напряжений вида $\sigma_{\text{уп}} \sim \sigma/\sqrt{r/L}$ [12] (где расстояние r отсчитывается от края трещины). Именно эта область дает основной вклад в высокочастотную диссипацию. Выражение (3) для оценки максимальных потерь получается из условия равенства низко- и высокочастотной асимптотик, которое достигается при условии совпадения характерной длины тепловой волны и размера дефекта. Решения (1)–(3), не зависящие от деталей модели трещины, хорошо согласуются с точным решением [7] для эллиптических трещин.

Для получения аналогичных оценок термоупругих потерь на внутреннем контакте следует принять во внимание распределение напряжений между собственно контактом и арочной жесткостью трещины в целом. Для контактов мягких по сравнению с жесткостью трещины в целом это приводит к тому, что напряжение σ_c на контакте превышает среднее напряжение σ приблизительно в $L/l \gg 1$ раз, т.е. $\sigma_c \sim \sigma(L/l)$ (но не пропорционально $(L/l)^2$, как предполагается, например в [5]). При этом масштаб локализации около-контактного напряжения в глубину материала примерно равен ширине контакта $l \ll L$ [13]. (Подчеркнем, что указанные особенности распределения напряжения не зависят от деталей модели трещин и контактов.) Далее, применение рассуждений [11] приводит к следующим выражениям для термоупругих потерь энергии на контакте длиной \tilde{L} и шириной l за период:

$$W_{LF} \approx 2\pi\omega T(\alpha^2 K^2/\kappa)l^2 \tilde{L}L^2 \varepsilon^2, \quad (4)$$

$$\omega \ll \omega_l \approx \kappa/(\rho Cl^2),$$

$$W_{HF} \approx (2\pi/\omega)\kappa T(\alpha K/C\rho)^2 \tilde{L}(L/l)^2 \varepsilon^2, \quad \omega \gg \omega_l, \quad (5)$$

$$W_{\text{cont}}^{\text{max}} \approx 2\pi T(\alpha^2 K^2/\rho C)\tilde{L}L^2 \varepsilon^2, \quad \omega \approx \omega_l. \quad (6)$$

Структурно эти выражения похожи на формулы (1)–(3), хотя высокочастотная асимптотика потерь на контакте $\sim \omega^{-1}$, отличается от $\omega^{-1/2}$, полученной для узких трещин. Это различие связано с различным характером концентрации напряжений на контакте и периметре трещины, вблизи которого локализируются высокочастотные потери на трещине в целом, которые описываются выражением (2), полученным при условии, что длина тепловой волны $\delta \ll L$. Сравнение выражений (3) и (6) для потерь в области релаксационного максимума показывает неожиданный, на первый взгляд, результат, что для 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 и попадать в килогерцовый или даже мегагерцовый диапазон. Выражения (1)–(6) для потерь за период на одной трещине или контакте позволяют для заданной концентрации дефектов оценить декремент затухания в среде при помощи известной связи $\theta = W/(2W_{\text{elast}})$, где W_{elast} – упругая энергия в волне, запасенная в единичном объеме материала, а W – потери энергии за период в этом объеме.

Следствия для малоамплитудного поглощения

Приведенные выше выражения показывают, что традиционное представление о несущественности термоупругих потерь для, например, сейсмических волн требует определенного пересмотра, причем для волн малой амплитуды ($\varepsilon \leq 10^{-7} - 10^{-9}$) вклад рассмотренного механизма термоупругих потерь может доминировать. Из выражений (1)–(6) 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 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 $N = (L/l)^3 \gg 1$ микротрещин размера l , имеющие ту же частоту релаксации [7]. Причем эквивалентное количество N микротрещин может быть очень большим, например, $N \sim 10^6$ при типичном наблюдающемся для реальных трещин отношении $L/l \sim 10^2$. Принимая во внимание достаточно широкое распределение трещин по размерам в реальных горных породах, рассмотренный механизм при реалистичных концентрациях трещин предсказывает слабо меняющийся декремент в достаточно ши-

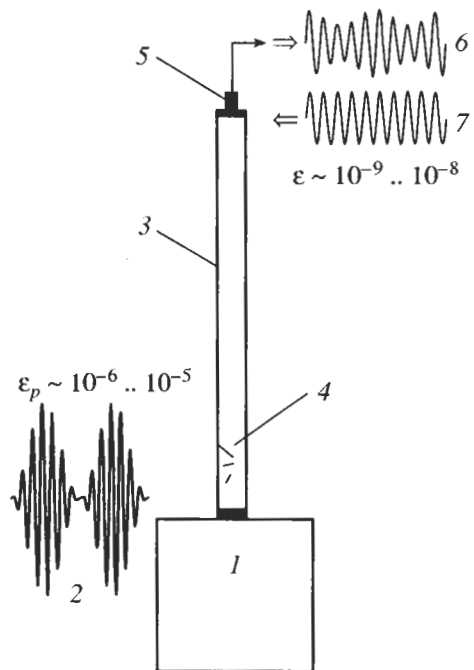


Рис. 2. Схема эксперимента: 1 – нагрузочная масса с пьезоизлучателем; 2 – модулированная накачка $\epsilon_p \sim 10^{-6} \dots 10^{-5}$; 3 – стеклянный стержень 8 мм диаметром и длиной 30 см; 4 – трещины, сделанные термическим шоком; 5 – акселерометр и источник пробной волны $\epsilon \sim 10^{-9} \dots 10^{-8}$; 6 – форма немодулированного возбуждаемого и 7 – модулированного принимаемого пробного сигнала.

роком частотном диапазоне от долей герца до ультразвуковых частот, по аналогии с [7], но без предположения нереально высоких концентраций микротрещин для объяснения высокочастотных потерь.

Возможность наблюдения нелинейных эффектов при умеренных амплитудах

Другим важным следствием из проведенного обсуждения является вывод о том, что умеренные средние деформации $\epsilon \sim 10^{-6} \dots 10^{-5}$, которые часто слишком малы, чтобы заметно изменить состояние трещины в целом, уже могут сильно изменить размеры l и \tilde{L} отдельных контактов поверхностей трещины. В соответствии с выражениями (4)–(6) эти изменения могут оказать заметное влияние на диссипацию слабой пробной волны (даже если адгезионно-гистерезисные и фрикционные потери для нее остаются несущественными). В частности, данный механизм (возможно, параллельно с другими механизмами амплитудно-зависимой диссипации) предсказывает, что в трещиноватых средах могут быть благоприятные условия для акустического аналога Люксембург-Горьковского (ЛГ) эффекта, который был одним

из первых наблюдений нелинейного взаимодействия волн [14]. Эффект состоит в переносе амплитудной модуляции с одной мощной радиоволны на другую – гармоническую волну – при их взаимодействии в ионосферной плазме (впервые этот эффект был замечен в 1933 г. для излучений мощных радиостанций в Люксембурге и в Горьком), при этом наличие в спектре модулированной мощной волны компонент на частотах $\omega_1 \pm \Omega$ приводит к появлению модуляционных компонент на частотах $\omega_2 \pm n\Omega$, $n = 1, 2, \dots$ для первоначально гармонической волны с частотой ω_2 . Такая кросс-модуляция вызывается наведенными на низких частотах $n\Omega$ изменениями поглощения для пробной волны (из-за нелинейности плазмы), причем небольшие сопутствующие вариации скорости распространения волны были несущественны для этого эффекта [15]. (Аналогичный эффект амплитудной модуляции “звука звуком” наблюдался в натурном эксперименте при взаимодействии сейсмоакустических волн в песчаном грунте, обладающем диссипативной акустической нелинейностью [16]). Далее приводятся результаты наблюдения взаимодействия упругих волн в образцах с одиночными трещинами, в том числе кросс-модуляции ЛГ-типа и эффекты “медленной динамики” акустически активируемых трещин, для которых также играют принципиальную роль отмеченные выше особенности трещин и контактов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Наблюдение аналога ЛГ кросс-модуляции для упругих волн на трещинах

Обсуждаемые эксперименты (включая акустический аналог ЛГ эффекта [8, 17]) проводились для взаимодействия продольных резонансных мод в стеклянных стержнях (8 мм диаметр, длина 25–30 см), содержащих 1–3 искривленные термически инициированные трещины с размером L около 2–4 мм (схема эксперимента показана на рис. 2). В этих экспериментах точности измерения амплитуд и частот акустических волн составляли, соответственно ± 0.01 дБ и ± 0.5 Гц. Пример наблюдаемого спектра индуцированной модуляции пробной волны (с амплитудой $\epsilon \sim 10^{-8}$) под действием более сильной волны накачки, амплитудно-модулированной на частоте нескольких герц, показан на рис. 3а. В контрольном образце без трещин уровень модуляционных составляющих (из-за фоновой нелинейности материала и аппаратуры) был ниже на 25–40 дБ, чем в образце с трещинами. Резонансные кривые, полученные для пробной волны при разном уровне мощной синусоидальной накачки на другой моде (рис. 3б) ясно демонстрируют, что накачка влияла прежде всего на добротность резонанса, а изменение его

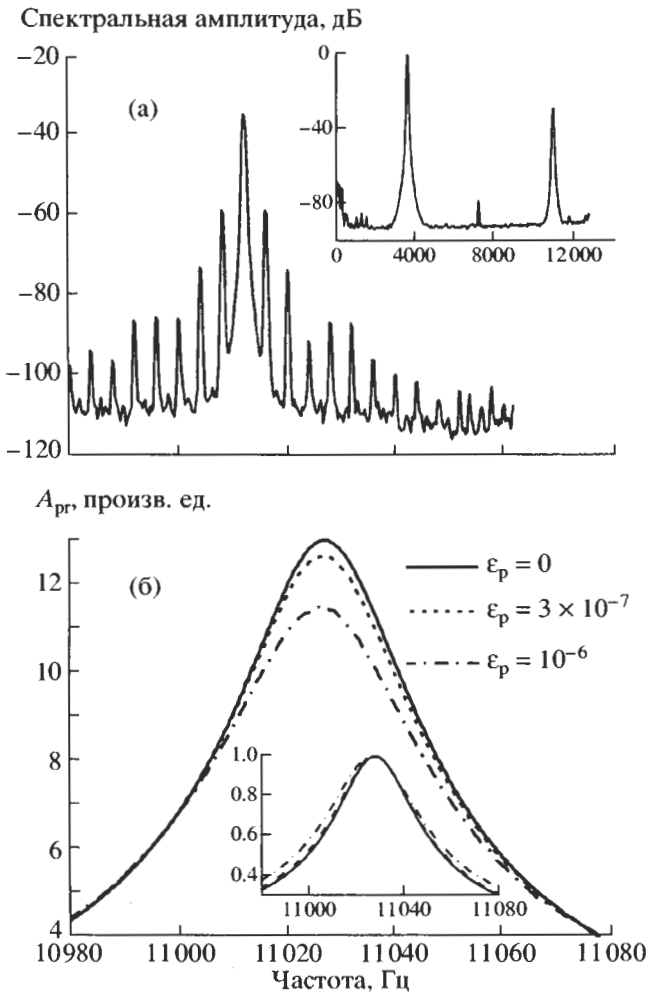


Рис. 3. Экспериментальное наблюдение ЛГ-эффекта для акустических волн.

(а) – спектр модуляции пробной волны на 2-й моде резонатора ($F = 11$ кГц) с амплитудой $\varepsilon \sim 10^{-8}$ под действием модулированной на частоте 3 Гц более интенсивной ($\varepsilon_p \sim 10^{-6}$) накачки на 1-й моде ($F = 3.6$ кГц). Вставка показывает относительные уровни накачки и пробной волн.

(б) – резонансные кривые для пробной волны при различном уровне волны накачки, демонстрирующие более, чем 10% вариации добротности для пробной моды в отличие от практически неизменной резонансной частоты. На вставке те же кривые показаны в нормированном виде.

положения играло второстепенную роль. Декремент пробной волны и уровни модуляционных лепестков при этом зависели (часто немонотонно [17]) от амплитуды накачки, но по отношению к амплитуде слабой пробной волны эти уровни были линейными. Количественные оценки по формулам (4)–(6) для 2–3 трещин миллиметрового размера с полосковыми внутренними контактами показывают, что данный механизм может обеспечить для пробной волны $\sim 10\%$ изменения доб-

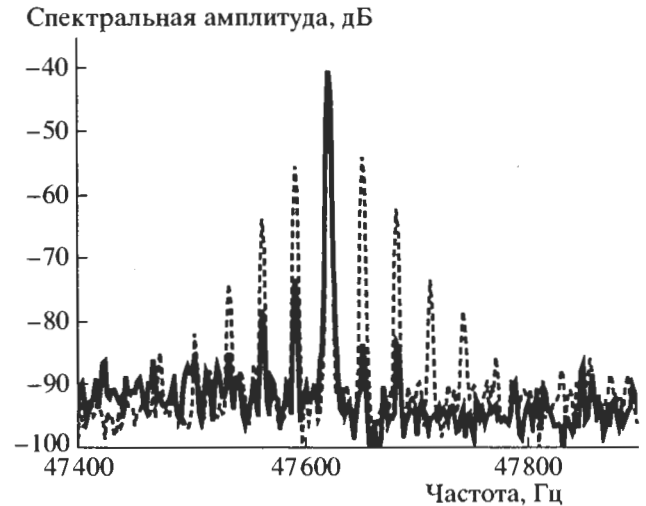


Рис. 4. Пример ЛГ кросс-модуляции в стеклянной пластине с искусственным трещиноподобным дефектом в виде пропила со вставляемой пластиной (штриховая линия – пропил со вставленной пластиной, сплошная – без пластины).

ротности Q исследовавшегося образца (с начальным значением $Q \sim 300\text{--}350$) за счет “включения/выключения” контактов волной накачки. Определяющая роль именно трещины для данного эффекта была также показана независимыми экспериментами со стеклянной пластиной, имевшей пропил, в который можно было вставлять (и удалять) металлическую пластину, создавая таким образом искусственный трещиноподобный дефект (см. рис. 4). Результаты такого контрольного эксперимента могут быть сопоставлены с результатами других экспериментов с реальными трещинами, поскольку показывают, что для наблюдаемых эффектов вклад возможных проявлений нелинейностей в местах приклейки к образцу излучателей и приемников (а также и нелинейности самих преобразователей) был несущественным. В самом деле, при сравнении образцов с реальными трещинами и без них “приклейки” неизбежно были разными и, в принципе, именно они и могли давать разные результаты. В эксперименте же с искусственным дефектом (контролируемым при помощи пластины, вставляемой в пропил) исследуемый образец (вместе с излучателями и приемником) был один и тот же, и, следовательно, наблюдаемые нелинейные эффекты однозначно были связаны с проявлением нелинейности трещиноподобного дефекта.

Индукцированная прозрачность и индуцированная диссипация

Для понимания следующих экспериментальных результатов [18], полученных для резонато-

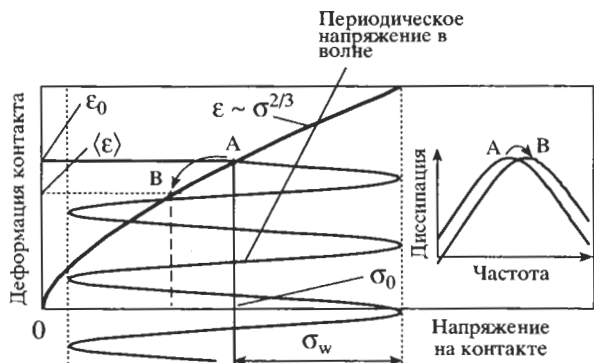


Рис. 5. Схематически показано умягчение контакта Герца осциллирующим воздействием из-за асимметрии зависимости поджатия контакта от прикладываемого упругого напряжения. Невозмущенное статическое положение равновесия $A = (\sigma_0, \epsilon_0)$, усредненное по периоду измененное положение $B = (\langle \sigma \rangle, \langle \epsilon \rangle)$. В случае контакта неровностей в форме полусфер радиуса R , сближающихся на расстояние 2Δ под действием силы F , величина поджатия $\epsilon_0 = \Delta/R$ и $\sigma_0 = F/R^2$, причем эти величины много меньше локальных значений деформации и напряжения в непосредственно в области соприкосновения.

ров описанного выше типа, необходимо напомнить, что частотный максимум термоупругого поглощения $\omega = \omega_1 \approx D/l^2$ ($D = \kappa/\rho c$ – коэффициент температуропроводности) на внутреннем контакте трещины определяется его шириной l , причем при l порядка единиц микрон эта частота для стекла попадает в кГц-диапазон. Как было отмечено, умеренная средняя деформация $\epsilon \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ может существенно изменить ширину контакта в трещине, в том числе и при осциллирующем характере воздействия. Например, для контакта с равновесным значением поджатия ϵ_0 под действием приложенного напряжения σ_0 , связанными по закону Герца $\epsilon_0 \sim \sigma_0^{2/3}$ [11], осциллирующее напряжение σ_w , сравнимое с σ_0 может сильно уменьшить среднее поджатие контакта $\langle \epsilon \rangle$, как схематически показано на рис. 5. Следует отметить, что подобного рода демодуляция (детектирование колебаний) известна как для макроскопической контактной нелинейности соприкасающихся поверхностей [19], так и для так называемой “ультразвуковой моды” атомно-силовой микроскопии [20]. Следствием такого усредненного уменьшения ширины контакта должен быть сдвиг релаксационного максимума ω_1 термоупругих потерь в сторону более высоких частот (см. вставку на рис. 4). В результате такого сдвига ω_1 вверх для колебаний с частотами ниже ω_1 добротность резонатора Q должна возрасти, а для более высокочастотных мод, к которым релаксационный максимум стал ближе, добротность может уменьшиться. Среди нескольких изготовленных образцов с

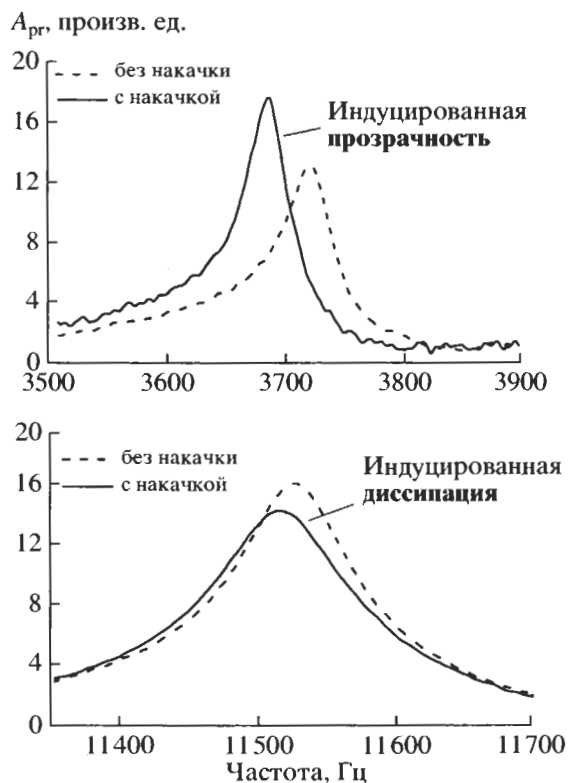


Рис. 6. Примеры одновременных изменений резонансных кривых пробной волны на разных модах под действием накачки. Мода на частоте $F = 3.7$ кГц испытывает уменьшение диссипации, а для моды с частотой $F = 11.5$ кГц, наоборот, потери увеличиваются. В отличие от разного знака изменения потерь частота сдвигается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

трещинами (параметры контактов в которых были в значительной мере случайными) удалось найти образец, в котором четко наблюдалось такое поведение. На рис. 6 показано, как на первом продольном резонансе образца, лежащем ниже 4 кГц наблюдалось возрастание добротности (от 98 ± 1 до 117 ± 1) под действием поля на порядок более высокочастотной накачки, в то время как на следующем резонансе около 10 кГц (и аналогично на ряде других более высокочастотных пиков) наблюдалось одновременное уменьшение добротности (от 154 ± 1 до 115 ± 1). В отличие от отмеченной противоположной тенденции изменения добротности, резонансные частоты всех наблюдавшихся пиков согласованно сдвигались вниз, как это следует ожидать из-за “размягчения” контакта при среднем уменьшении его ширины.

Дальнейшее увеличение амплитуды волны $\sigma_w > \sigma_0$ должно переводить контакт в хлопающий режим, при этом закон Герца предсказывает, что усредненная жесткость (и ширина контакта) вновь должны возрасти. В этом случае следует

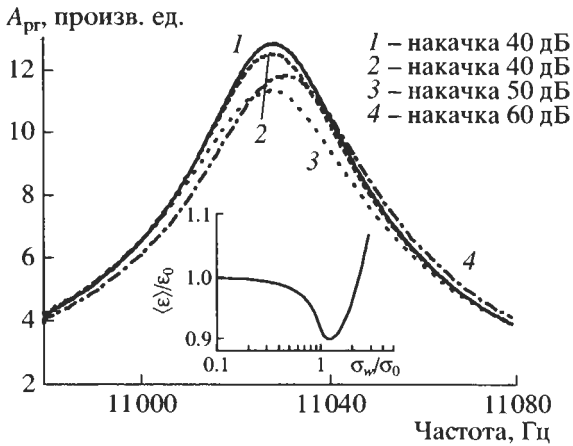


Рис. 7. Пример немонотонной зависимости индуцированных потерь и сдвига резонансной частоты пробной волны от амплитуды накачки. На вставке показан результат численного моделирования изменения среднего поджатия герцевского контакта (сначала уменьшение, а затем увеличение) с ростом амплитуды осцилляционного нагружения.

ожидать немонотонного поведения параметров пробного резонанса с ростом амплитуды накачки – тенденцию к возрастанию резонансной частоты и возрастанию добротности резонанса после ее падения на меньших амплитудах накачки. Все эти закономерности также наблюдались в эксперименте, как показано на рис. 7, где на вставке приведено расчетное (по модели Герца) изменение среднего по периоду поджатия контакта $\langle \epsilon \rangle$ как функции амплитуды σ_w осциллирующего напряжения, нормированного на статическое напряжение σ_0 .

Логарифмическая во времени медленная динамика диссипативных и упругих свойств

Эффекты медленной (логарифмической по времени) динамики имеют замечательное сходство для многих весьма различных материалов с несовершенной (дефектной) структурой (логарифмический крип, старение, магнето-релаксация и т.п.). Недавно логарифмическая по времени релаксация была обнаружена для акустически активированных горных пород [21]. Традиционно такое поведение приписывается сложной релаксационной динамике систем с широким распределением неких энергетических барьеров, характеризующих микроструктурные связи в материале. Активация разрушает эти связи, которые затем постепенно восстанавливаются под действием температурных флуктуаций. Логарифмический тип релаксации получается при определенном широком спектре этих энергетических барьеров, вопрос о природе которых и отношении к микроструктуре материала остается открытым [21]. Та-

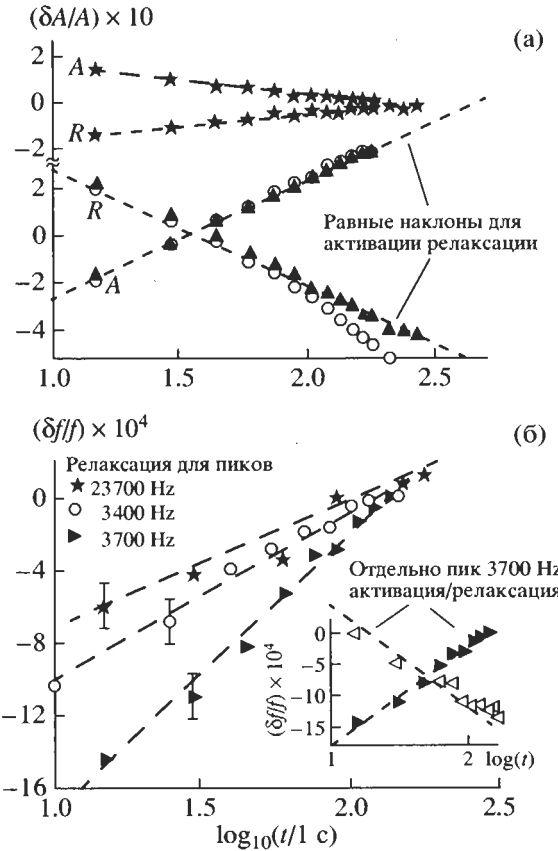


Рис. 8. Примеры логарифмической по времени динамики пробной волны в стеклянном стержне с трещиной; (а) – динамика амплитуды (добротности) пробных резонансов, демонстрирующие одинаковый наклон зависимостей при акустической активации (помечено знаком А) и последующей релаксации (знак R); (б) – аналогичное поведение сдвига резонансной частоты при релаксации для нескольких пиков, а также отдельно для пика на частоте $F = 3700$ Гц во время активации/релаксации (показано на вставке).

кой механизм, очевидно, предполагает существенную асимметрию процессов активации (более быстрый разрыв связей) и релаксации (медленное восстановление). Отметим, что, в дополнение к горным породам с многочисленными дефектами [21], наблюдения медленной релаксации и “памяти” были проведены для одиночной трещины, активируемой ультразвуком [22], для которой порог параметрической генерации суб- и высших гармоник “считывающей волны” в течение минут демонстрировал “память” о воздействии другой мощной волны накачки.

В ходе экспериментов с образцами, содержащими одиночные трещины, также наблюдался медленный дрейф акустических параметров. Для выяснения особенностей этих эффектов была проведена регистрация формы резонансных пиков слабой пробной волны $\epsilon < 10^{-8}$, причем впервые это поведение было исследовано как в про-

цессе активации образца волной накачки на другой частоте (типичные деформации $\epsilon \sim 10^{-6} - 10^{-5}$), так и после ее выключения. Эксперименты выявили медленную динамику как для диссипации (добротности пробного резонанса), так и упругих свойств – положения резонансного пика. На рис. 8 представлены соответствующие зависимости вариаций максимума пробного резонанса (пропорционального изменению добротности) и сдвига его положения на оси частот $\delta f/f_0$ как функции логарифма промежутка времени, отсчитываемого от моментов включения и выключения волны накачки. Логарифмический характер поведения одиночной трещины оказался похожим на медленную динамику большого ансамбля трещин в образцах горных пород [21]. Неожиданным, однако, оказалось то, что логарифмическое поведение было симметрично-обратимым, т.е. наклоны зависимостей во время и после активации оказались одинаковыми с высокой точностью, что не согласуется с гипотезой разрыва и восстановления неких гипотетических связей (внутри трещины). В то же время, в контексте обсуждавшихся выше особенностей трещин, обратимое логарифмическое поведение непосредственно вытекает из локально-цилиндрической симметрии распространения тепловых потоков в окрестности трещины. Именно квазицилиндрическая геометрия характерна для областей интенсивного тепловыделения в областях концентрации напряжений по периметру трещин и на полосковых контактах, вывод о почти-цилиндрическом характере которых был независимо получен и из других соображений, как было пояснено выше. Деформирование контактов под действием тепловых напряжений должно приводить к следствиям, подобным “быстрым” эффектам, которые определяются действием упругих напряжений на контакты и приводят к их смещениям на нано-масштабном уровне. Нетрудно оценить, что температурные деформации могут достигать сравнимой величины за счет температурных неоднородностей порядка $\Delta T \sim 0.1 - 1$ К на трещине. Действительно, для типичного значения коэффициента температурного расширения $\alpha \sim 3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ и размера трещины $L \sim 3 \times 10^{-3}$ м, результирующее тепловое смещение оказывается порядка $\alpha L \Delta T \sim 10^{-9} - 10^{-8}$ м. Прямые наблюдения [23] инфракрасными камерами поверхностей акустически активируемых трещин подтверждают возможность их нагрева на единицы градусов и даже выше. Логарифмически медленный и обратимый по времени характер локального нагрева ΔT центра области тепловыделения в двумерной (цилиндрической) геометрии непосредственно следует из решения уравнения теплопроводности $\partial T/\partial t - D \Delta_1 T = Q/(\rho C)$ с цилиндрическим источником $Q(r, t)$ локализованным

в области радиуса $r \leq l$. Для нагрева это асимптотически логарифмическое решение имеет вид [18]:

$$\Delta T \approx \frac{Q_F(k=0)}{4\pi\rho CD} \ln \frac{t}{l^2/D}, \text{ при } t \gg l^2/D = \omega_l^{-1}, \quad (7)$$

где k – пространственная гармоника Фурье-образа $Q_F(k)$ цилиндрического источника по радиальной координате. Такое решение применимо на временах до $t \leq L^2/D$, выше которых от трещины в целом поток тепла начнет распространяться, как от локализованного в трехмерном пространстве объекта, так что локальный нагрев практически достигнет насыщения. Для последующего охлаждения после отключения источника $Q(r, t)$ в момент $t = t_0$ (при $t_0 \leq L^2/D$), получаем вновь асимптотически логарифмическое решение:

$$\Delta T \approx \frac{Q_F(k=0)}{4\pi\rho CD} \left[\ln \frac{t_0}{l^2/D} - \ln \frac{(t-t_0)}{l^2/D} \right], \quad (8)$$

справедливое при $l^2/D \ll t - t_0 \leq t_0$ и имеющее такой же коэффициент перед логарифмическим фактором, как и (7). Таким образом, наблюдаемая высокая симметрия логарифмической релаксации и активации (см. рис. 8), а также наблюдаемое насыщение логарифмического поведения при активации (на ожидаемых временах порядка сотен секунд для стеклянных образцов) является убедительными аргументами в пользу предложенного термоупругого механизма логарифмической медленной динамики.

Универсальность такого поведения была подтверждена экспериментами с массивным (размером $36 \times 7 \times 6$ см) стальным образцом, содержащим одиночную трещину размером около 1 см. На рис. 9 приведен пример наблюдаемой в симметричной и логарифмической по времени динамики для одного из резонансов пробной волны в этом образце. Рисунок 9а показывает для двух соседних резонансов последовательность амплитудно-частотных кривых, зарегистрированных с интервалом 1 сек в процессе акустической активации образца волной накачки и последующей релаксации (после выключения накачки). На рис. 9б для одного из резонансов ($F = 56408$ Гц) приведены зависимости его амплитуды от времени, при этом отсчет времени ведется от моментов включения волны накачки и выключения, соответственно. На этом рисунке (так же, как и на рис. 8 для стеклянного образца) четко видна симметрия процессов активации и релаксации, при этом характерные времена медленных процессов на рис. 9 меньше, чем на рис. 8, что согласуется с предложенным термоупругим механизмом (с учетом различия теплопроводности стекла и стали).

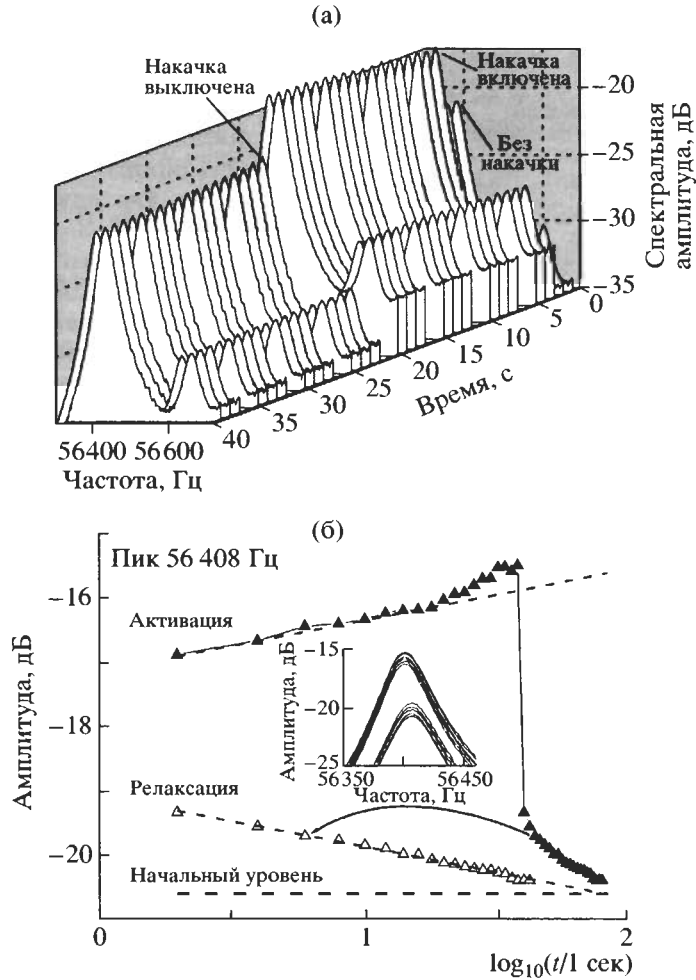


Рис. 9. Пример обратимой логарифмической динамики в стальном образце с одиночной трещиной.

(а) – Запись последовательности амплитудно-частотных кривых для двух соседних резонансов в процессе акустической активации и последующей релаксации. (б) – Зависимость амплитуды пика на частоте $F = 56408$ Гц от времени при активации волной накачки последующей релаксации (черные треугольники). Зависимость, показанная светлыми треугольниками перестроена для релаксации при отсчете времени от момента выключения накачки). На вставке приведены наложенные резонансные кривые, показывающие, что изменения поглощения доминируют над изменениями частоты резонанса, как на рис. 3 и 7 для стеклянных образцов.

Наблюдение “памяти” нелинейности трещины

Медленная динамика, рассмотренная выше, относилась, по- существу, к вариациям линейных акустических свойств образца с трещиной (т.е. его резонансных частот и добротностей). Попытки обнаружить медленные эффекты в нелинейном отклике (в связи со сравнением с работой [22]) были затруднены тем, что вариации гармоник, порожденных нелинейностью, определялись в значительной степени вариациями параметров резонансов образца, что маскировало собственно изменения нелинейности трещины. Используя эффект ЛГ кросс-модуляции на одном из стеклянных резонаторов с трещиной, удалось наглядно продемонстрировать “память” именно нелинейности трещины по отношению к предшествующей

акустической активации. На рис. 10 представлены кросс-модуляционные спектры пробной гармонической волны с частотой $f_2 = 11015$ Гц, полученные сразу после включения интенсивной модулированной волны накачки (с несущей частотой $f_2 \approx 3800$ Гц и частотой модуляции $F = 2$ Гц) для предварительно “отдохнувшего” образца и спустя несколько минут после ее включения. Для этих модуляционных спектров видна существенная разница в уровне второго модуляционного лепестка (более 15 дБ), что свидетельствует о заметном изменении характера (четности) именно нелинейности. При этом вариации амплитуды основной гармоники и других лепестков оставались незначительными, это указывает на то, что линейные характеристики данного резонанса меня-

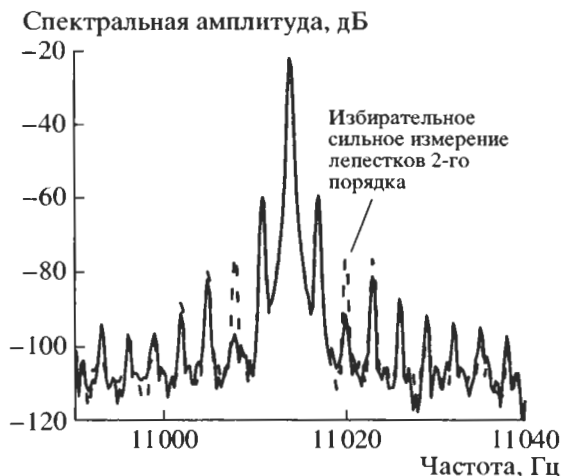


Рис. 10. Пример ЛГ кросс-модуляционных спектров пробной волны, полученных для предварительно “отдохнувшего” образца (штриховая линия) и после нескольких минут воздействия волны накачки (сплошная кривая). Избирательное значительное изменение уровня вторых модуляционных лепестков свидетельствует об изменении характера (четности) нелинейности трещины и ее “памяти” по отношению к активации.

лись слабо и не могли избирательно влиять только на лепестки второго порядка.

Возможность изменения характера (четности) нелинейности согласуется с обсуждением немонотонности зависимости средней ширины контакта от амплитуды накачки, как показано на вставке на рис. 7. Ясно, что пока амплитуда модулированной (с частотой F) накачки не переходила через минимум этой зависимости, модуляция средней ширины контакта также в основном содержала гармонику F . После перехода через минимум наведенное увеличение ширины контакта происходит уже дважды за период модуляции накачки, что приводит, соответственно, к резкому возрастанию гармоники $2F$ в модуляции контакта. Такой переход “рабочей точки” через минимум может быть обусловлен как изменением самой амплитуды накачки, так и изменением начального поджатия контакта из-за термоупругих эффектов при неизменной амплитуде накачки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В выполненном цикле экспериментов со стеклянными и стальными образцами, содержащими трещины, были исследованы такие эффекты как обратимая по времени медленная логарифмическая динамика упругих и неупругих свойств акустически активируемых одиночных трещин, а также ряд важных особенностей “быстрых” нелинейных эффектов – перенос модуляционного спектра ЛГ-типа при взаимодействии акустичес-

ких волн на трещинах и медленная динамика этого эффекта; немонотонное амплитудное поведение и противоположное по характеру проявление изменения состояния трещины для различных частот пробной волны (т.е. одновременно наблюдаемое индуцированное просветление для одних и поглощение для других пробных мод). Предложенный для объяснения экспериментальных результатов механизм взаимодействия акустических волн с трещинами существенно меняет устоявшиеся представления о незначительной роли термоупругих эффектов, в том числе и в связи с проблемой линейного (малоамплитудного) поглощения упругих волн в горных породах. Полученные результаты углубляют понимание физики как “быстрых”, так и “медленных” волновых процессов в трещиноватых средах, а наблюдаемые нелинейные акустические эффекты, показавшие высокую чувствительность к наличию трещин в твердых телах, открывают широкие возможности для создания новых вариантов нелинейно-модуляционных методов диагностики трещин и трещиноподобных дефектов.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (№ 05-02-17355), Минпромнауки (НШ-1641.2003.2) и ФСОН (В. З.). Эксперименты проведены в Лаборатории акустики Universite du Maine (Франция) в рамках проектов PAI-Russie (проект 04521ТМИ PECONEY № 16366).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mavko G.M., Nur A.* The effect of nonelliptical cracks on the compressibility of rocks // *J. Geoph. Res.* 1978. V. 83(B9). P. 4459–4468.
2. *Mavko G.M., Jizba D.* The relation between seismic P- and S-wave velocity dispersion in saturated rocks // *Geophysics.* 1994. V. 59(1). P. 87–92.
3. *Назаров В.Е., Радостин А.В., Соустова И.А.* Экспериментальное исследование влияния мощной звуковой волны на акустические характеристики резонатора из песчаника // *Акуст. журн.* 2002. Т. 48. № 1. С. 85–90.
4. *Gordon R.B., Davis L.A.* Velocity and attenuation of seismic waves in imperfectly elastic rock // *J. Geoph. Res.* 1968. V. 73(12). P. 3917–3935.
5. *Stewart R.R., Toksoz M.N.* Strain dependent attenuation: observations and a proposed mechanism // *J. Geoph. Res.* 1983. V. 88(B1). P. 546–554.
6. *Carpick R.W., Dai Q., Ogletree D.F., Salmeron M.* // *Tribol. Lett.* 1998. V. 5. P. 91.
7. *Savage J.S.* Thermoelastic attenuation of elastic waves by cracks // *J. Geoph. Res.* 1966. V. 71(16). P. 3929–3938.
8. *Zaitsev V., Gusev V., Castagnede B.* Luxemburg-Gorky Effect Retooled for Elastic Waves: A Mechanism and Experimental Evidence // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89(10). P. 105502 (1–4).

9. *Mavko G.* Frictional attenuation: An inherent amplitude dependence // *J. Geoph. Res.* 1979. V. 84(B9). P. 4769–4775.
10. *Zaitsev V., 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. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: Наука, 1965. 204 с.
12. *Броек Д.* Основы механики разрешения. М.: Высшая школа, 1980. 368 с.
13. *Джонсон К.* Механика контактного взаимодействия. М.: Мир, 1989. 510 с.
14. *Tellegen B.D.H.* Interaction of radiowaves? // *Nature.* 1933. № 6 (June). P. 840.
15. *Гинзбург В.Л.* К теории Люксембург-Горьковского эффекта // *Изв. Акад. Наук СССР. Сер. Физ.* 1948. № 12. С. 253.
16. *Багмет А.Л., Назаров В.Е., Николаев А.В., Резниченко А.П., Поликарпов А.М.* Амплитудная модуляция “звука звуком” в грунте Земли // *ДАН.* 1996. Т. 346. № 3. С. 390–391.
17. *Zaitsev V., Gusev V., Castagnede B.* Observation of the Luxemburg -Gorky effect for elastic waves // *Ultrasonics.* 2002. V. 40. P. 627–631.
18. *Zaitsev V., Gusev V., Castagnede 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).
19. *Solodov I.* Ultrasonics of non-linear contacts: propagation, reflection, and NDE applications // *Ultrasonics.* 1998. V. 36. P. 383–390.
20. *Kolosoov O., Yamanaka K.* Nonlinear detection of ultrasonic vibrations in an atomic force microscope // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1993. Part 2. V. 32. P. L1095–L1098.
21. *TenCate J.A., Smith E., Guyer R.A.* Universal Slow Dynamics in Granular Solids // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85(5). P. 1020–1023.
22. *Solodov I., Korshak B.* Instability, chaos and memory in acoustic-wave-crack interaction // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88(1). P. 014303(1–4).
23. *Favro L.D., Xiaoyan Han, Zhong Ouyang, Gang Sun, Hua Sui, Thomas R.L.* Infrared imaging of defects heated by a sonic pulse // *Rev. Sci. Instrum.* 2000. V. 71. № 6. P. 2418–2421.