

УДК 534.1/.2, 534.6

©1994

СПЕКТРЫ УПРУГОЙ ЭНЕРГИИ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ ОТ ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

А.О.Розанов, В.С.Куксенко, В.Н.Савельев, С.А.Станчиц

Проведен частотный анализ собственных колебаний твердого тела конечных размеров как отклика на импульсное воздействие. Получен способ оценки энергии импульсного источника упругих колебаний для ограниченных тел, где определяется сумма энергий нормальных мод различных типов колебаний. Для регистрации колебаний использовался метод фотоупругости, позволяющий определять механическое напряжение в волне.

В настоящее время широко используется метод акустической эмиссии для исследования процесса разрушения твердых тел, в частности образования и развития трещин на различных масштабных уровнях. К сожалению, этот метод еще недостаточно развит и во многих работах используется лишь малая доля информации, которую несет акустическая эмиссия. Например, редко используются частотные спектры акустической эмиссии именно из-за сложности их интерпретации. Настоящая работа направлена на углубление нашего понимания частотных спектров акустической эмиссии и использования развиваемых представлений при анализе акустической эмиссии от актов разрушения. Кроме того, делается попытка оценить энергию импульсного источника излучения по параметрам упругой волны, что является важной, но малопроработанной задачей для развития метода акустической эмиссии.

Как следует из анализа спектров, процесс на выходе с приемника упругих колебаний (в дальнейшем будем называть его датчиком) характеризуется весовой функцией системы среда-датчик, которая определяется как реакция системы на импульсную функцию, поданную на вход системы. Поэтому определение параметров импульсного источника типа излучающей трещины основано на анализе частотной характеристики системы среда-датчик. Интересен случай, когда собственные частоты датчика выше спектрального состава импульса на входе системы и не возбуждаются. Тогда можно детально изучить частотную характеристику среды. В данной работе временные параметры импульса задавались именно таким образом. Поскольку реальная среда чаще всего описывается совокупностью элементов конечных размеров (геофизическая среда, искусственные сооружения; конструкции), представляет интерес изучение преобразования упругого импульса в длительный колебательный процесс в модельных образцах различной геометрии. Для нахождения корректного способа оценки энергии импульсного источника упругих волн по параметрам акустических сиг-

налов в данной работе изучался процесс формирования поля упругих колебаний в твердом теле конечных размеров и оценивалась энергия колебаний.

Анализ спектров сигналов упругих колебаний от ударного воздействия в лабораторных и в натуральных условиях показал, что полное волновое поле в твердом теле конечных размеров может быть представлено суммой многократного переотражения объемных волн, излученных в момент удара от границ объекта, и нормальных мод различных типов колебаний на определенных дискретных частотах [1]. Сумма нормальных мод (стоячих волн) есть отклик колебательной системы с распределенными параметрами, чем является любое твердое тело с характерными геометрическими размерами, на широкополосное воздействие. В данном случае этот отклик и есть та весовая функция среды, которая подлежит частотному анализу. Частоты нормальных колебаний тела зависят от 1) геометрических размеров объекта, 2) скорости распространения того или иного типа волн в материале объекта. Добротность колебательного процесса (обратная величина коэффициента затухания волн в среде) определяется 1) волновым сопротивлением материала объекта, 2) степенью нарушенности объекта, 3) граничными условиями на контактах объекта с окружающей средой.

Цель данной работы — установить связь амплитудно-частотных параметров сигнала с энергией импульсного источника упругих колебаний с учетом полного энергетического баланса источник акустической эмиссии—передающая среда—приемник акустического сигнала. В качестве образцов, моделирующих передающую среду, использовались стеклянные призмы и пластины различных размеров. Источник акустического сигнала моделировался ударом стального шара о поверхность образца. Наряду с пьезодатчиками в качестве метода регистрации упругих колебаний применялся метод фотоупругости [2], позволяющий определить величину механического напряжения в волне и перейти к расчету энергии упругих колебаний. Далее это значение энергии сопоставлялось с излученной при чисто упругом соударении шара с поверхностью образца энергией, которая измерялась как потерянная доля потенциальной энергии шара. Таким образом оценивался энергетический баланс между излученной и зарегистрированной датчиком энергиями.

На рис. 1 приведена схема измерений. В данной работе будем рассматривать формирование поля упругих колебаний в стеклянной призме 1 размером $190 \times 240 \times 240$ мм. При произвольном возбуждении призмы, если длительность контакта падающего шарика 2 с поверхностью призмы много меньше времени пробега продольной волны в направлении оси X расстояния 190 мм от излучателя до приемника, равного примерно $33 \mu\text{s}$, то излучаемые бегущие объемные волны в процессе многократного переотражения формируют отклик колебательной системы в виде собственных колебаний призмы (суммы стоячих волн различных типов). Полную мощность такого процесса можно представить суммой активной и реактивной составляющих [3]. Активная мощность характеризуется потоком энергии через поверхность, ограниченную контуром поперечного сечения датчика упругих колебаний (в нашем случае роль датчика выполняла стеклянная пластина 3 размерами $14 \times 80 \times 50$ мм, в которой измерялись механические напряже-

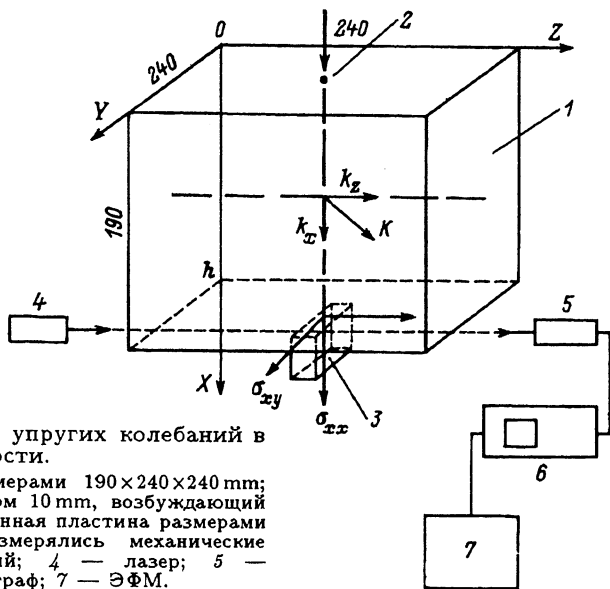


Рис. 1. Схема регистрации упругих колебаний в призме методом фотоупругости.

1 — стеклянная призма размерами 190×240×240 мм; 2 — стальной шарик диаметром 10 мм, возбуждающий упругие колебания; 3 — стеклянная пластина размерами 14×80×50 мм, в которой измерялись механические напряжения упругих колебаний; 4 — лазер; 5 — фотоумножитель; 6 — осциллограф; 7 — ЭФМ.

ния при прохождении упругих волн методом фотоупругости). Поток энергии для реактивной мощности равен нулю, так как напряжения и скорости частиц среды сдвинуты по фазе на 90° . Реактивная мощность процесса характеризуется суммой энергий стоячих волн [1].

В работе [1] показано, что при наличии как процесса распространения объемных волн, так и установившегося процесса собственных колебаний информация о значительной части энергии, выделившейся при соударении, теряется в связи с рассеянием бегущих волн в процессе многократного переотражения в объеме призмы. Т.е. сумма активной и реактивной составляющих мощности зарегистрированного волнового процесса оказывается меньше излученной энергии при соударении. В случае возбуждения только собственных колебаний призмы энергия, вычисленная по сигналу упругих колебаний, практически полностью соответствует излученной при соударении энергии. Другими словами, первым условием полного энергетического баланса источника акустического сигнала—передающая среда—приемник акустического сигнала является возбуждение только стационарного процесса собственных колебаний призмы, в которых аккумулируется вся излученная энергия. Этот случай реализуется при совпадении длительности соударения с периодом продольных колебаний призмы (в данном случае длительность равна примерно $60 \mu\text{s}$). В эксперименте длительность контакта определялась по сигналу, регистрируемому в момент удара с пьезопленочного датчика, который наклеивался на шар. На рис. 2 изображены форма сигнала с шара (а) и фрагмент продольных колебаний призмы с периодом $T \approx 60 \mu\text{s}$ (b).

Вторым условием полного энергетического баланса является возбуждение всех степеней свободы тела (всех возможных типов волновых движений), для чего необходимо исключить утечки энергии из объема призмы в окружающую среду в процессе формирования нормальных мод. Другими словами, требуется реализовать условие «свободной

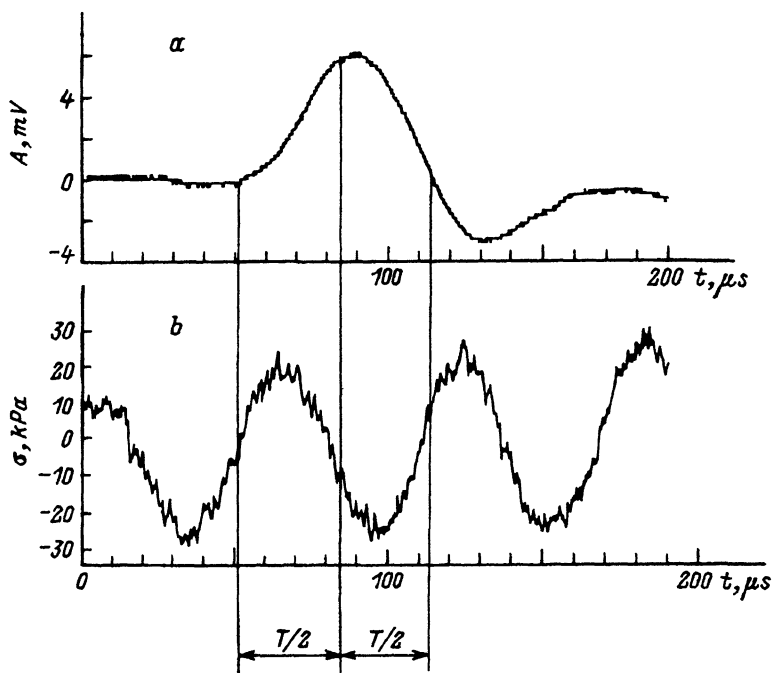


Рис. 2. Сопоставление длительности соударения шарика с поверхностью призмы и периода продольных колебаний призмы.

a — сигнал, зарегистрированный пьезопленочным датчиком на шаре, *b* — продольные колебания призмы, зарегистрированные методом фотоупругости.

границы», т.е. три компоненты тензора напряжения должны быть равны нулю на всех гранях призмы. В данном примере образец устанавливался на четырех опорах из пенопласта для акустической изоляции. Таким образом, не равным нулю оказывалось лишь напряжение в месте контакта датчика с призмой в силу равенства их волновых сопротивлений. Считалось, что датчиком фотоупругости в каждый момент времени колебательного процесса измерялось суммарное напряжение, которое можно разложить на три составляющие по направлениям σ_{xx} , σ_{xy} , σ_{xz} , и это напряжение соответствовало напряжению в пучностях стоячих волн, энергия которых и оценивалась.

Возникает вопрос: какие частоты может генерировать данный образец? Авторам неизвестно общее решение задачи резонаторного типа об удовлетворении условиям отсутствия напряжений на всех шести гранях призмы, поэтому обратимся к следующим рассуждениям.

Из теории твердых волноводов известно, что нормальные волны в волноводах прямоугольного сечения описываются комбинацией согласованных с определенными граничными условиями скалярной и векторной потенциальных функций. Это семейства продольных и изгибных нормальных волн, каждая из которых есть суперпозиция волны сжатия D и волны сдвига SU (обозначения соответствуют принятым в работе [4]), и семейства нормальных волн SH — волн сдвига. С точки зрения принятых в данном эксперименте граничных условий естественно ожидать, что суммарное волновое движение в призме, зарегистрированное датчиком, может состоять из всех перечисленных типов волн.

Мысленно уберем грани призмы, параллельные плоскости XU (рис. 1), и рассмотрим случай волновода. Обратимся к анализу дисперсионных уравнений Рэлея–Лэмба для продольной и изгибной волн выше нулевого порядка вблизи критических частот, так как в данной работе рассматриваются собственные колебания. Фазовая скорость распространяющейся вдоль оси Z волны в этом случае обращается в бесконечность, а групповая скорость равна нулю, т.е. компонента k_z волнового вектора \mathbf{k} равна нулю. Подставляя значение $k_z = 0$ в выражения для граничных условий, которые описываются равенством нулю напряжений σ_{xx} и σ_{xz} при $x = 0$ и $x = +h$, получим две последовательности частот, соответствующих волнам D и SU

$$f_n = \frac{2n-1}{2h} \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

$$f_n = \frac{n}{h} \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2} \quad (2)$$

для продольной волны и

$$f_n = \frac{n}{h} \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

$$f_n = \frac{2n-1}{2h} \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2} \quad (4)$$

для изгибной волны, где $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ λ и μ — постоянные Ламе, ρ — плотность материала, h — размер волновода вдоль оси X (в нашем случае $h = 190$ mm).

Таким образом, распространяющиеся продольные и изгибные нормальные волны при критических частотах сводятся к стоячей волне сжатия D или сдвига SU по оси X .

Далее необходимо отметить, что при отсутствии процесса распространения нормальных волн в волноводе свойства симметрии относительно средней линии волновода и значения критических частот (формулы (2) и (4)) для волн SH такие же, как и для волн SU , описанных выше, поскольку в этом случае фронты той и другой волны параллельны плоскости YZ . Поэтому все те сдвиговые волновые движения, для которых смещения частиц среды параллельны плоскости YZ , в дальнейшем будем называть нормальной модой типа SH .

Кроме описанных выше частотных последовательностей, для прямоугольных волноводов характерны так называемые частоты Ламе, при которых компоненты напряжения на всех четырех гранях, перпендикулярных осям X и Y , равны нулю

$$f_n = \frac{n}{2h} \times \left(\frac{2\mu}{\rho} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$

Волны Ламе также содержатся в дисперсионных уравнениях Рэлея-Лэмба для продольной и изгибной волн. На этих частотах продольная или изгибная волна представляет собой чистую волну сдвига SU с фронтом, составляющим с плоскостью YZ угол 45° .

Вернемся теперь к экспериментальным результатам. На рис. 3, *a* изображен сигнал, зарегистрированный методом фотоупругости при ударе стального шаром по призме. На рис. 3, *b* показан спектр этого сигнала, вычисленный с использованием стандартного алгоритма быстрого преобразования Фурье. Видно, что спектр представлен пятью основными частотами. Подставим в формулы (4), (5) и (1) значения констант Ламе λ и μ и плотности ρ для стекла, которые равны

$$\lambda = 2.3 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2, \quad \mu = 3.2 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2, \quad \rho = 2.8 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3,$$

и вычислим значения частот. Сравнивая полученные значения частот с частотами на спектре (табл. 1), приходим к выводу о том, что в призме формируются нормальные моды первого порядка ($n = 1$) следующих типов колебаний: сдвиговые SH колебания (10.0 кГц) и SU колебания — мода Ламе (12.2 кГц), колебания сжатия-растяжения D (14.7 кГц). Частоты 16.6 и 18.8 кГц авторы настоящей работы предположительно приписывают нормальным модам прямоугольного двумерного и трехмерного резонатора с номерами $n_1 = n_2 = n_3 = 1$, где n_1 , n_2 и n_3 характеризуют смещения мод по осям X , Y и Z .

В подтверждение изложенной интерпретации частотного спектра призмы приводим следующий эксперимент. При удалении двух пар боковых граней призмы друг от друга (возбуждение пластины) мода SH исчезает и возбуждается только продольная мода Лэмба 1-го порядка, частоту которой можно приблизительно определить по формуле (1). В данном случае продольная мода представляет собой стоячую волну по толщине волновода, а по оси волновода — бегущую. На рис. 4 изображены фрагмент сигнала, зарегистрированного от удара шариком по стеклянной пластине толщиной 47 мм (*a*), и спектр этого сигнала (*b*). Видно, что в спектре превалирует частота, равная 63 кГц, которая связана с толщинными продольными колебаниями (здесь не рассматриваются моды нулевого порядка, которые также возбуждаются в пластине). Поэтому формирование моды SH и мод D на частотах 16.6 и 18.8 кГц в призме связано с добавочными граничными условиями, которые налагаются требованием отсутствия напряжений на боковых гранях. Этот факт определяет существенное отличие спектров, сформированных призмой и пластиной.

Таблица 1

Сопоставление расчетных значений частот с частотами на спектре колебаний призмы

n	Тип колебаний	Частота f_n , кГц	
		расчетные значения	спектральные значения
1	SH	8.9	10.0
1	SU	12.6	12.2
1	D	14.7	14.7

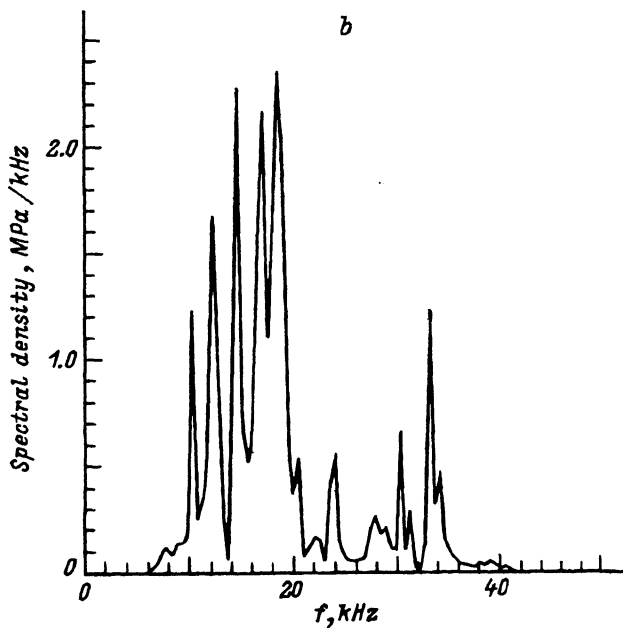
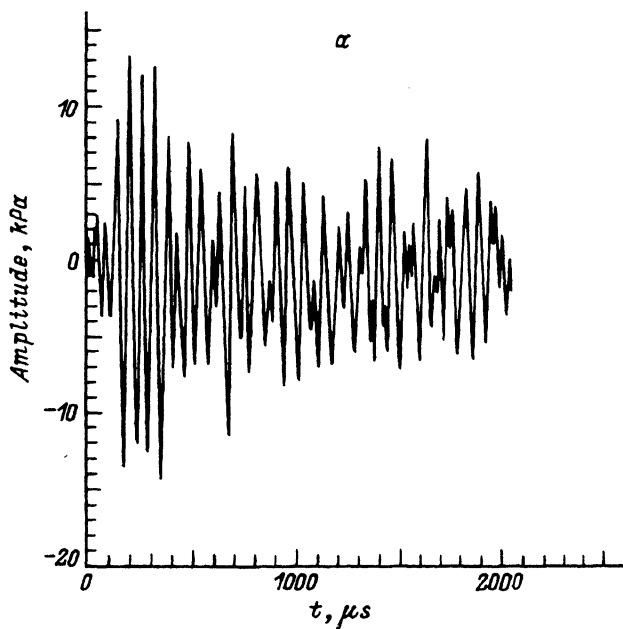


Рис. 3. Собственные колебания призмы, зарегистрированные методом фотоупругости.
 а — форма сигнала, б — спектр сигнала.

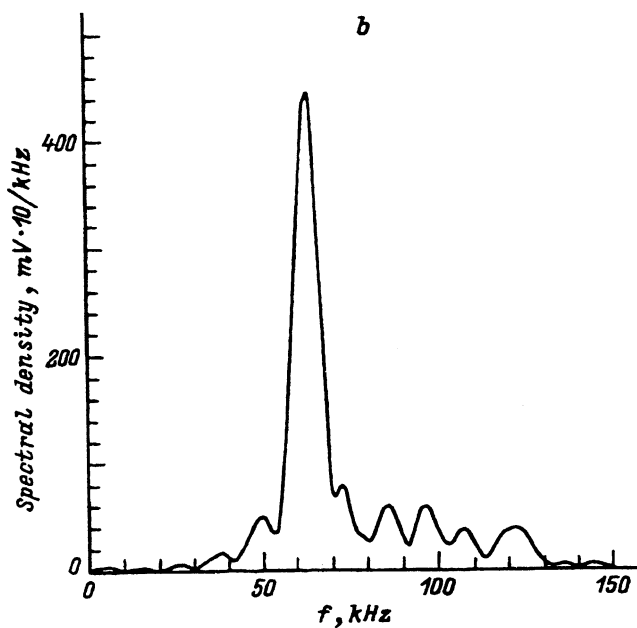
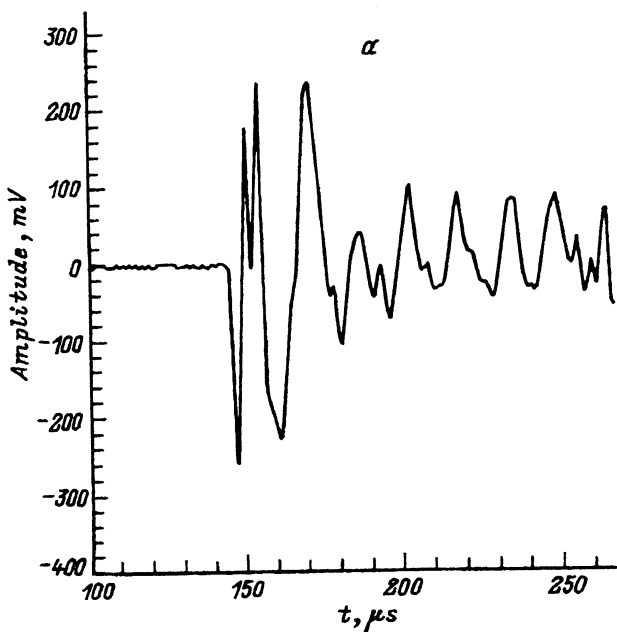


Рис. 4. Продольные колебания по толщине в пластине толщиной 47 мм, зарегистрированные пьезопленочным датчиком.
 а — форма сигнала, б — спектр сигнала.

Природа более высоких частот, содержащихся в спектре колебаний призмы (рис. 3, *b*), не ясна, однако, как следует из дальнейших расчетов, они не вносят существенного вклада в полную энергию колебаний.

Итак, на основании приведенного частотного анализа можно заключить, что структура волнового поля призмы от импульсного возбуждения представлена суммой пяти нормальных мод, каждая из которых является стоячей волной. Поэтому энергию импульсного источника упругих колебаний, возбуждаемых в призме, можно определить по энергии, запасенной в стоячих волнах. Для этого необходимо произвести разложение регистрируемого сигнала на гармонические моды посредством частотной фильтрации с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье, определить соответствующие каждой моде параметры — амплитуду, площадь поверхности узлов напряжения в стоячей волне и волновое сопротивление среды. Тогда искомую энергию можно вычислить как сумму энергий стоячих волн по предлагаемой авторами формуле

$$E = \sum_{i,n} (n, S \sigma_0^2 / 8 \rho c f_n)_i, \quad (6)$$

где $n = 1, 2, \dots$ — номер моды; i — индекс типа моды; S — площадь поверхности объекта, соответствующей узлам напряжения в стоячей волне; σ_0 — максимальная амплитуда напряжения в стоячей волне; ρc — волновое сопротивление среды; f_n — частота n -й моды i -го типа.

В табл. 2 приведены параметры и энергии для каждой моды i -го типа. Итак, суммарное значение энергии собственных колебаний призмы примерно равно $3.1 \cdot 10^{-6}$ J. Измерив высоту отскока шара, можно оценить энергию, потерянную шаром в результате соударения с поверхностью призмы. Для данного случая это значение составило $(3.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-6}$ J. Видно, что значения акустической энергии и энергии, потерянной шаром при соударении, совпадают в пределах погрешности измерений, что свидетельствует о работоспособности такого способа определения энергии импульсного источника упругих волн.

Исследования, проведенные при нагружении крупномасштабных образцов горных пород, а также при прозвучивании массива горных пород на гранитных карьерах и в шахтах, показали, что нормальные моды упругих колебаний являются чувствительным индикатором наличия трещин в виде поверхностей раздела. Последние в свою очередь

Таблица 2

Параметры и энергии нормальных мод колебаний призмы

f	f_n , kHz	S , m ²	n	σ_0 , kPa	$\rho c \cdot 10^6$, kg/m ² ·s	$E \cdot 10^{-6}$, J
1	10.0	0.058	1	1.7	9.6	0.21
2	12.2	0.058	1	2.6	9.6	0.41
3	14.7	0.058	1	3.6	15.8	0.40
4	16.6	0.058	1	6.1	15.8	1.01
5	18.8	0.058	1	6.7	15.8	1.09

определяют дополнительные граничные условия для поля упругих колебаний. Приведем пример применения изложенного подхода к интерпретации спектров сигналов акустической эмиссии на заключительной стадии разрушения крупномасштабных образцов горных пород.

В Институте физики высоких давлений РАН с участием авторов был проведен эксперимент по изучению процесса трещинообразования при одноосном сжатии образцов из мрамора и ракушечника размерами $0.5 \times 0.5 \times 1.0$ м. Приведем пример для ракушечника, для которого особенно ярко проявился эффект возбуждения нормальной моды в образующемся новом структурном элементе конечных размеров, где источником являлась излучающая макротрещина, которая и сформировала новую границу раздела.

На образце были установлены шесть пьезодатчиков для регистрации сигналов акустической эмиссии и сигналов прозвучивания, а также три излучателя для прозвучивания до и во время нагружения. Прозвучивание образца производилось с целью наблюдения изменения в процессе нагружения физических характеристик среды по параметрам упругих волн. Эти результаты в данной статье не рассматриваются. Сигналы акустической эмиссии подвергались аналоговой и цифровой обработке, сигналы прозвучивания — только цифровой. Вся информация запоминалась в ЭВМ, и затем производился расчет спектров сигналов, координат излучающих трещин, анализ интенсивности сигналов и амплитудного распределения на различных стадиях нагружения.

Отметим, что еще до начала нагружения спектральный анализ сигналов прозвучивания выявил природную трещиноватость. Характерные размеры структурных элементов, заданные этой трещиноватостью, были равны примерно 100–120 мм (частотный диапазон 15–20 кГц). На рис. 5 представлено сопоставление спектров сигналов акустической эмиссии на начальной (а) и заключительной (б) стадиях разрушения. Видно, что в спектре на рис. 5, б появилась новая составляющая на частоте 8 кГц. Эта частота соответствует моде продольных колебаний, связанной с размером примерно 220 мм вновь образующегося в течение заключительной стадии разрушения структурного элемента. Соотношение между частотой и размером определялось формулой (1) при $n = 1$, а скорость распространения продольной волны, характеризующая константами Ламе λ и μ , оценивалась по результатам прозвучивания. Средняя скорость продольной волны для данного образца ракушечника оказалась равной 3500 м/с. По данной ярко выраженной моде колебаний можно оценить энергию, излучаемую макротрещиной на заключительной стадии разрушения, по формуле (6). Предположительно именно в данном случае большая часть излучаемой упругой энергии аккумулировалась в моде колебаний на частоте 8 кГц, так как, несмотря на меньшее значение спектральной плотности, она характеризуется самым большим размером и самой низкой частотой из спектральных составляющих. Другими словами, энергия стоячей волны определяется не только максимальной амплитудой напряжения в ней, но и размером объекта и периодом колебаний (см. формулу (6)). Механическое напряжение в волне определялось умножением величины напряжения электрического сигнала с выхода пьезодатчика на калибровочный коэффициент, полученный с использованием метода фотоупругости. В табл. 3 приведены параметры и энергия

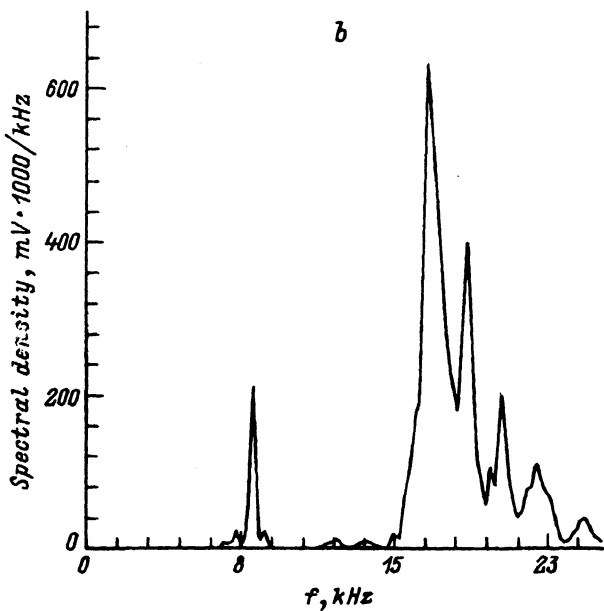
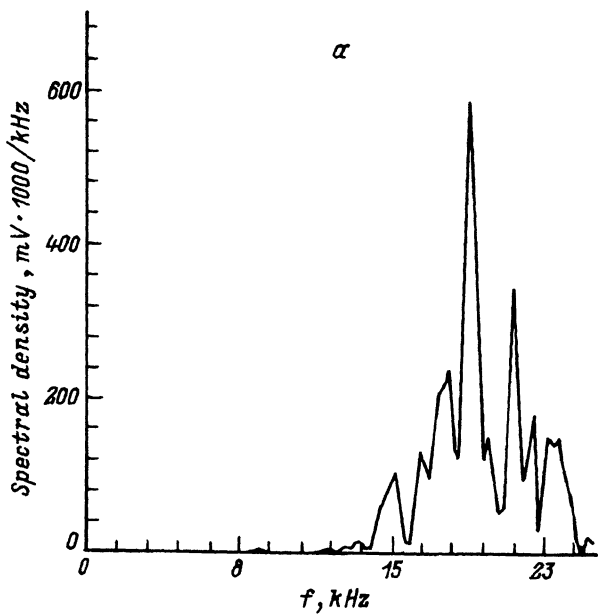


Рис. 5. Сопоставление спектров сигналов акустической эмиссии в процессе развития макротрещины в образце горной породы.

a — на начальной стадии разрушения, b — на конечной стадии разрушения.

Таблица 3

Параметры и энергия продольной моды колебаний
структурного элемента образца ракушечника

f	f_n , kHz	S , m ²	n	σ_0 , kPa	$\rho c \cdot 10^6$, kg/m ² ·s	$E \cdot 10^{-6}$, J
1	8.0	0.250	1	13.8	8.4	88.07

продольной моды колебаний на частоте 8 kHz для сигнала акустической эмиссии, спектр которого изображен на рис. 5, *b*. Площадь S в данном случае определялась приблизительно на основании визуального осмотра разрушенного образца.

Таким образом, с момента появления моды на частоте 8 kHz в спектрах сигналов акустической эмиссии и до окончательного разрушения образца энергия этой моды менялась примерно от $0.04 \cdot 10^{-6}$ до $8 \cdot 10^{-6}$ J. Причем сигналы с большей энергией стали появляться к концу разрушения в те интервалы времени, когда интенсивность сигналов акустической эмиссии была минимальна. Также отметим, что результаты расчета координат излучающих микротрещин выявили образование очага разрушения, ориентированного преимущественно в направлении вертикальной оси образца. Это и предопределило последующее развитие макротрещины, образовавшей границу нового структурного элемента, вдоль заданного очагом направления.

В заключение подчеркнем основные результаты проведенного частотного анализа поля упругих колебаний в твердом теле конечных размеров.

1. Весовая функция такого объекта описывается суммой нормальных мод колебаний различных типов, формирование которых есть свойство сплошной колебательной системы, т.е. твердого тела конечных размеров.

2. Понимание структуры поля упругих колебаний позволяет создавать спектральные образы различных геометрических форм твердых тел и оценивать их размеры, что имеет большое значение при изучении, например, макроструктуры дискретной геофизической среды, а также процессов взаимодействия элементов среды между собой по изменению параметров поля колебаний.

3. Если спектральные возможности источника излучения соответствуют условиям возбуждения нормальных мод объекта, то можно достаточно просто и надежно оценить энергию источника по энергии, запасенной в стоячей волне по формуле (6).

Работа выполнена в рамках проекта 94-05-17278-а «Закономерности формирования очага разрушения горных пород как физическая основа прогнозирования сейсмических явлений», поддержанного Российским фондом фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Розанов А.О., Куксенко В.С., Савельев В.Н., Станчиц С.А., Пикулин В.А. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. № 4. С. 28-32.
- [2] Куксенко В.С., Станчиц С.А., Томилин Н.Г. // Механика композит. материалов. 1983. № 3. С. 536-543.
- [3] Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
- [4] Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1966. Т. 1. Гл. 2. С. 140-203.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
29 апреля 1994 г.
