АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2003, том 49, № 1, с. 92–99

УДК 534.1

РЕЗОНАНСНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПРИ НИЗКИХ ДОБРОТНОСТЯХ

© 2003 г. А. В. Лебедев[1], Л. А. Островский[1, 2], А. М. Сутин[1, 3], И. А. Соустова[1], П. А. Джонсон[4]

[1] Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова 46; E-mail: soustova@hydro.appl.sci-nnov.ru

[2] Zel Technologies/NOAA Environmental Technology Laboratory, 325 Broadway, Boulder, Colorado 80305, USA

[3] Davidson Laboratory, Stevens Institute of Technology, 711 Hudson Street, Hoboken, NJ 07030, USA

[4] Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87501, USA

Поступила в редакцию 26.08.2002 г.

Использование резонансной акустической спектроскопии для горных пород, строительных материалов и материалов с трещинами затруднено из-за значительной величины потерь в этих материалах и перекрытия индивидуальных резонансных откликов. В работе описан метод нахождения резонансных частот в низкодобротных материалах при наличии сильного перекрытия резонансов. Проведено экспериментальное исследование влияния трещин на величины резонансных частот и добротностей.

Резонансная акустическая спектроскопия (RAS) получила повсеместное распространение как метод измерения тензора упругости образцов [1]. Подробное описание методов RAS и примеры их применения можно найти в [1–3]. Высокая точность метода обусловила его популярность и использование для решения широкого круга проблем. Например, RAS применяется для анализа механизмов диссипации в твердом теле [4], фазовых переходов в сверхпроводящих материалах [5], подвижности дислокаций в кристаллической решетке [6], структуры поликристаллических тел [7] и композитов [8], влияния способа обработки материала на его микроструктуру [9], модулей упругости третьего порядка [10] и для оценки размера зерен в структурно-неоднородной среде [11]. Одной из важнейших областей использования RAS является неразрушающий контроль материалов [12–14].

Первоначально методы RAS были развиты для измерения свойств кристаллов, например, определения теплоемкости кристаллов и нахождения фазовых переходов. Такие образцы относительно свободны от внутренних дефектов, поэтому механические потери в них малы. При этом каждый резонанс проявляется в виде острого пика. Положение каждого максимума в частотном спектре отклика определяет резонансную частоту, а ширина пика позволяет судить о добротности. Этот способ измерения резонансных частот и добротностей продолжает широко использоваться [1].

Основным препятствием для резонансной акустической спектроскопии композитных и структурно-неоднородных материалов является перекрытие индивидуальных резонансных откликов, что не позволяет разрешить резонансы и достичь необходимой точности в задачах неразрушающего контроля [15]. В противоположность кристаллам, композиты и структурно-неоднородные среды (горные породы, строительные материалы и т.п.) характеризуются большим числом внутренних дефектов и, как следствие, относительно высокими потерями. При этом резонансы не проявляются в виде раздельных пиков, и измерение резонансных частот и добротностей традиционным способом затруднительно. В недавней работе одного из авторов [16] для определения резонансных частот и добротности в задачах акустической спектроскопии было предложено использовать согласованную фильтрацию экспериментальных данных. В работе [17] было показано, что этот метод позволяет достичь высокой точности измерений модулей упругости, в том числе и в случаях, когда стандартный метод (поиск пиков) использовать невозможно.

В настоящей работе метод согласованной фильтрации применяется для измерения резонансных частот и добротности для материалов с высокой концентрацией внутренних дефектов и для оценки влияния трещин на величины резонансных частот и добротности при разрушении. В первом разделе кратко описан, на основе [16], метод определения резонансных частот и добротности колебаний образцов, во втором описаны по-

становка эксперимента и схема измерений, а в третьем обсуждаются полученные результаты.

РАЗРЕШЕНИЕ ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ РЕЗОНАНСОВ

В методах рассматриваемого класса типично использование минимизации среднего квадрата отклонения данных измерений от некоторой выбранной физической модели, параметры которой подлежат определению. При анализе линейного отклика механической колебательной системы с многими степенями свободы (модами) естественно в качестве такой модели использовать суперпозицию отдельных резонансов. Именно, комплексная передаточная функция $\mathrm{TF}(\omega) = A_{\mathrm{out}}(\omega)/A_{\mathrm{inp}}(\omega)$, где $A_{\mathrm{inp}}(\omega)$ и $A_{\mathrm{out}}(\omega)$ – комплексные амплитуды входного и выходного сигнала, пропорциональные силе и смещению соответственно, представляется в виде:

$$\mathrm{TF}(p) = \sum_{l=1}^{M} A_l G(p, \delta_l, \omega_l), \qquad (1)$$

где M – число резонансов в рассматриваемом диапазоне частот ($\omega_{\min} < \omega < \omega_{\max}$), $p = i\omega$, $G(p, \delta_l, \omega_l) = \dfrac{1}{p^2 + 2\delta_l p + \omega_l^2}$ – отклик для l-го резонанса, δ_l – соответствующий фактор потерь, а ω_l – резонансная частота. Функция (1) описывает отклик произвольной линейной колебательной системы в частотной области [18]. Пусть известны N значений передаточной функции на частотах $p_n = i(\omega_{\min} + 2\pi\Delta f n/N)$, где $0 \le n \le N$, где $\Delta f = (\omega_{\max} - \omega_{\min})/2\pi$ – частотный диапазон, в котором заданы экспериментальные данные, а $\Delta f/N$ – частотное разрешение передаточной функции. Тогда конечные параметры модели (1) – число резонансов, их частоты, амплитуды и фактор потерь – должны обеспечить минимум среднеквадратичного отклонения между измеренными (или заданными) значениями $\mathrm{TF}_{\exp}(p_n)$ и расчетом по формуле (1). Приравнивая нулю вариации квадрата модуля соответствующей разности по A_l, нетрудно получить систему линейных уравнений для амплитуд откликов:

$$C_{kl} A_l = D_k, \qquad (2)$$

где $C_{kl} = \sum_{j=1}^{N} G^*(p_j, \delta_k, \omega_k) G(p_j, \delta_l, \omega_l)$, $D_k = \sum_{j=1}^{N} G^*(p_j, \delta_k, \omega_k)\mathrm{TF}(p_j)$.

Для определения резонансных частот ω_l и коэффициентов потерь δ_l в модели (1) необходимо обратиться к модифицированным методам линейного прогноза во временной области (см., например, [19]). Для перехода из частотной области определения передаточной функции во временную область (импульсный отклик) использовалось дискретное преобразование Фурье, так что массиву эквидистантных отсчетов в частотной области $\mathrm{TF}(p_n)$ соответствовал массив эквидистантных во времени отсчетов ζ_n. Отклонение предсказанного значения ζ_n от измеренного $\zeta_n^{\exp}$ минимизируется следующим образом [19]. Находится характеристический полином $H(z) = 1 + \sum_{k=1}^{L} h_k z^{-k}$, с $z = \exp((-\delta + i\omega)/\Delta f)$. Коэффициенты полинома являются решением системы уравнений

$$a_{jk} h_k + b_j = 0, \qquad (3)$$

где $a_{jk} = \zeta_{L-k+j}$, $b_j = \zeta_{L+j}$, $j = 1, 2, \ldots, N - L$, $k = 1, 2, \ldots, L$ и $L \ge M$. Нули полинома H ($H(z_l) = 0$ $z_l = \exp((-\delta_l + i\omega_l)/\Delta f)$ совпадают с полюсами выражения (1) (см. [16, 19]). В результате среднеквадратичное отклонение измеренных данных от данных, полученных в модели (1) с соответствующим набором параметров (ω_l, δ_l) и амплитуд A_l, удовлетворяющих (2), оказывается минимальным.

При отсутствии потерь ($\delta_l = 0$) матрица автокорреляции $A = \hat{a}^+\hat{a}$ (где $\hat{a} = a_{jk}$ определяется из (3), а знак $(\cdot)^+$ означает операцию эрмитова сопряжения) имеет размерность $L \times L$ и ранг M. Первые M собственных значений Λ этой матрицы положительны ($\Lambda_k > 0$, $k = 1, 2, \ldots, M$), а остальные $L - M$ собственных значений равны нулю: $\Lambda_k = 0$, $k = M + 1, M + 2, \ldots, L$ [19]. Наличие шумов в экспериментальных данных приводит к тому, что матрица A имеет полный ранг. При этом для разделения данных на полезный сигнал и шум в работе [19] было предложено использовать различия в величинах собственных значений Λ_k: достаточно малые значения Λ_k идентифицируются с шумами.

Наличие потерь ($\delta_l \ne 0$) приводит к сглаживанию спектра собственных значений матрицы A. В этом случае в качестве границы между полезным сигналом (вкладом резонансов) и шумом берется излом в спектре Λ_k [16]. Это позволяет определить число M истинных резонансов в (1). При условии, что отношение сигнал/шум (snr) известно или может быть определено независимо, число резонансов может быть также определено из энергетических соображений. Каждое Λ_k при этом равно мощности колебаний соответствующей степени свободы. Именно, для каждого (m-го) физического резонанса должно быть выполнено условие

$$\mathrm{snr} \times \Lambda_m \ge \sum_{k=1}^{L} \Lambda_k. \qquad (4)$$

При этом число резонансов M определяется как максимальное значение m, удовлетворяющее неравенству (4).

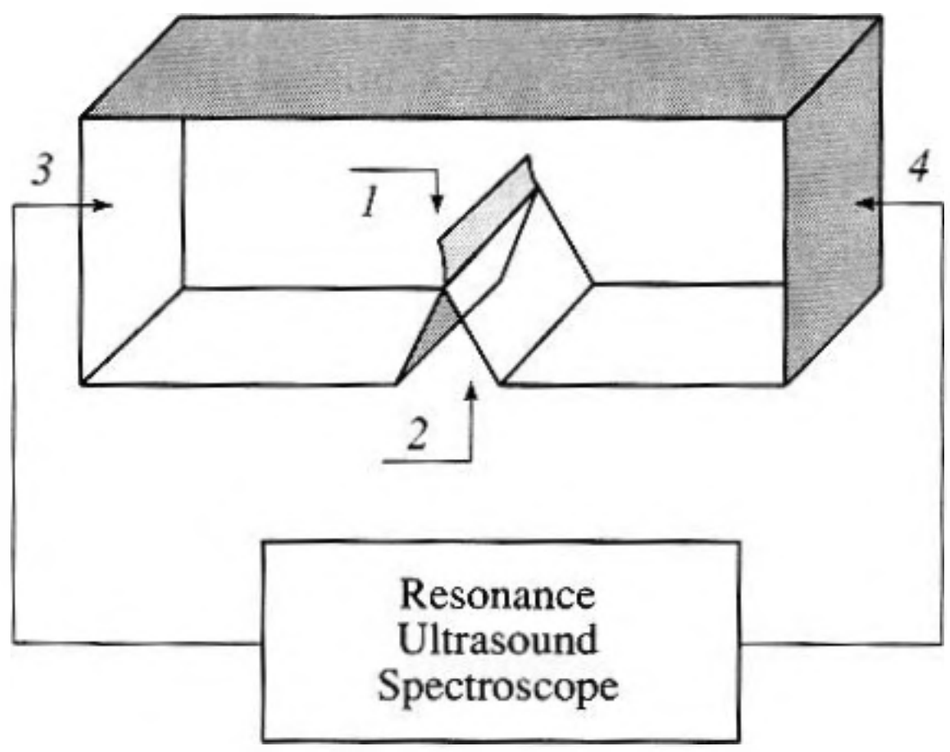

Рис. 1. Схема измерений: *1* – трещина, *2* – выемка. Точка *3* соответствует положению акустического излучателя, точка *4* – положению приемника.

В настоящей работе для определения числа резонансов в полосе Δf проводится поиск особенностей в спектре собственных значений Λ_k и поиск максимального значения m в неравенстве (4). Затем после определения величины M решались последовательно уравнения (3), (2) и определялись входящие в (1) параметры модели. Результат вычислений передаточной функции (1) сравнивался с экспериментальными данными. При обнаружении расхождений вся процедура повторялась с другим значением L, которое служило начальным приближением для числа резонансов.

Погрешность измерений параметров модели (1) оценивалась стандартным способом. Целевая функция, представляющая собой сумму квадратов модулей разности измеренных значений TF и параметрической модели (1), представлялась в виде ряда Тейлора с точностью до квадратичных членов для значений A_l, ω_l, δ_l, отвечающих минимуму целевой функции. Дисперсия каждого параметра модели (1) в этом случае определяется отношением величины целевой функции к величине второй производной от этой функции по соответствующему параметру.

Разработанный метод был применен для анализа двух серий измерений материалов при наличии трещин. Одна серия измерений – для образцов поликарбоната, была проведена с использованием сигнала меняющейся частоты, аналогично стандартным методам резонансной акустической спектроскопии. В другой серии измерений – с бетонами, использовалось возбуждения собственных колебаний тестируемых образцов ударом (импульсная резонансная спектроскопия). Заметим, что в описанных ниже экспериментах нелинейных эффектов не наблюдалось.

РЕЗОНАНСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПОЛИКАРБОНАТОВ

Образцы поликарбоната представляли собой прямоугольные бруски с размерами 13 × 38 × × 132 мм^3. Каждый из образцов имел выемку глубиной 12 мм. При циклической нагрузке в острие этой выемки образовывалась видимая глазом трещина. Контрольный образец № 1 не подвергался нагрузке, а трещина в образце № 2, подвергавшемся циклической нагрузке, имела длину 6 мм.

Схема измерений показана на рис. 1. Пьезокерамические преобразователи представляли собой диски толщиной 2 мм с диаметром 10 мм и были приклеены на торцевых поверхностях образцов. Один из преобразователей использовался для возбуждения колебаний образцов, а второй – для регистрации колебаний. Отклик измерялся при помощи ультразвукового резонансного спектроскопа фирмы Dynamic Resonance Systems (см. http: // www.ndtest.com/). Это устройство обеспечивало перестройку частоты возбуждения и запись данных на жесткий диск компьютера. Частотное разрешение (шаг по частоте) составляло 1 Гц в полосе частот 8–30 кГц и обеспечивало возможность регистрации резонансов с добротностью до 1000, что значительно превышает измеренные величины добротности.

На рис. 2 представлены измеренная и реконструированная с помощью (1) передаточные функции TF для образца поликарбоната без дефекта. Видно, что даже для такого образца стандартный анализ спектральной плотности мощности (поиск пиков) не позволяет найти все резонансные частоты и соответствующие добротности. Действительно, резонансы, отмеченные на рис. 2 цифрами 3, 7, 9, 12–15, 17, 18, 20, 22 и 24, не проявляются в виде пиков. При этом ни амплитудная, ни фазовая зависимости передаточной функции от частоты не позволяют определить положение резонансов, используя только локальные свойства TF(ω).

Вместе с тем, обсуждавшийся выше метод дает возможность разрешения даже заметно перекрывающихся резонансных откликов. Для определения числа резонансов в полосе измерений производился поиск особенностей (изломов) в зависимости $\Lambda(m)$ с использованием неравенства (4). Величина snr, входящая в (4), оценивалась как отношение полной спектральной мощности (суммы квадратов амплитуд) к мощности шумов на рис. 2. Амплитуда шумов на каждой частоте оценивалась как разность между измеренным значением и средним значением, полученным с использованием сглаживающей кусочно-линейной аппроксимации TF. Горизонтальная штриховая линия на рис. 3 показывает мощность шумов, нормированную на полную мощность сигнала. Пересечение этой линии и кривой, отвечающей нормированному на полную мощность спектру собственных

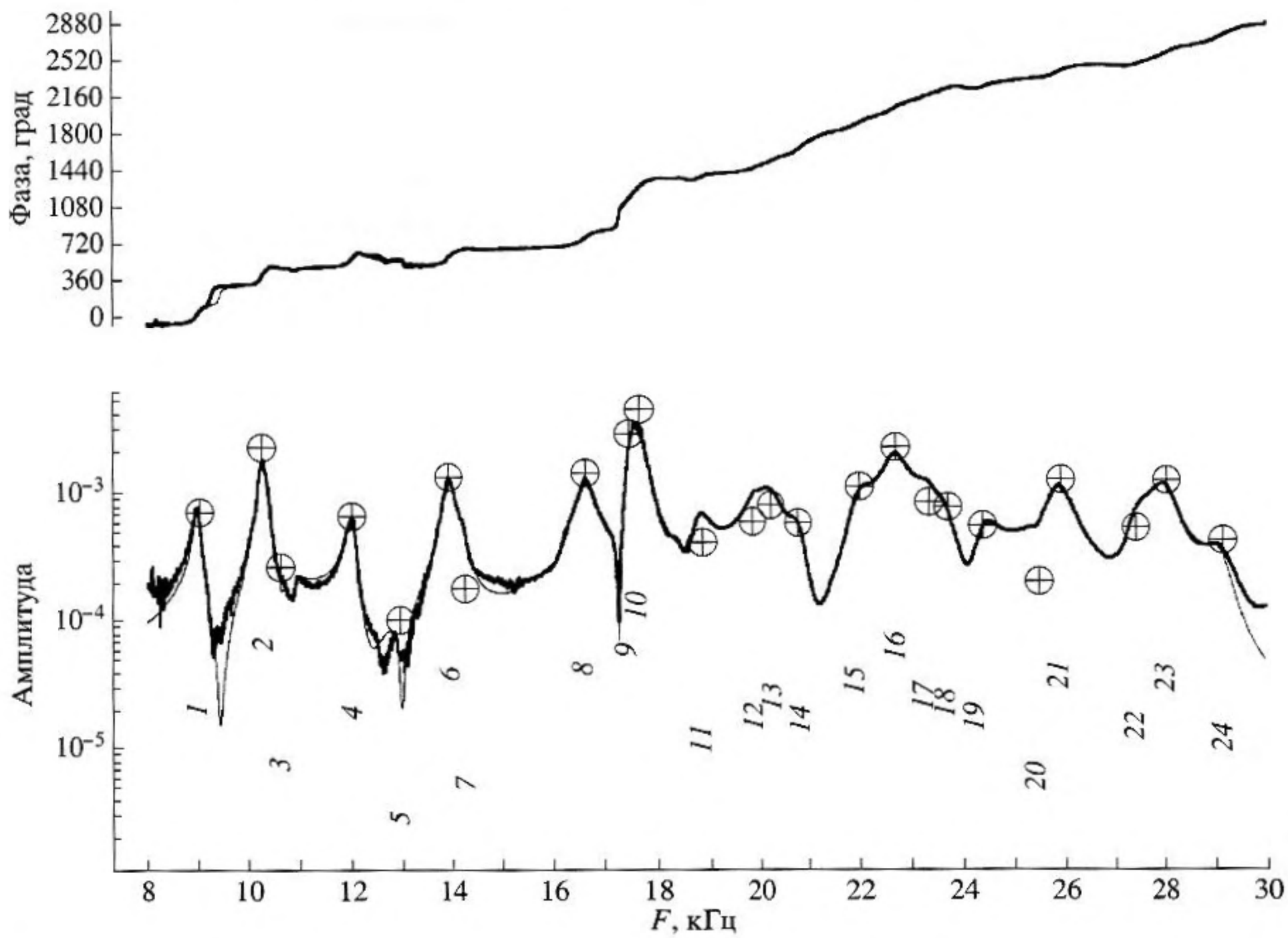

Рис. 2. Результат реконструкции передаточной функции для образца поликарбоната № 1 (тонкие линии). Жирные линии соответствуют экспериментальным значениям TF. Вверху – фаза, внизу – амплитуда функции TF.

значений, соответствует числу резонансов в полосе измерений. Соответствующее число резонансов составило 29; эти резонансы лежат в полосе частот 8–30 кГц. Добротность четырех резонансов из 29 оказалась меньше 7, что значительно отличается от среднего значения добротности, которое составляло приблизительно 50. Появление этих резонансов обусловлено конечной шириной полосы измерений Δf и появлением плавных трендов в частотной зависимости TF. Еще один из найденных резонансов имел амплитуду, сравнимую с уровнем шумов, и большую погрешность измерения частоты и добротности. Указанные пять резонансов были исключены из анализа. Оставшиеся $M = 24$ резонансов показаны на рис. 2; их параметры были использованы при расчете TF по формуле (1).

Известно, что наличие трещин приводит главным образом к уменьшению добротности, а скорости распространения упругих волн изменяются на доли процента [20]. Поскольку величины добротности изначально малы даже для образца без дефектов, регистрация изменений добротности, вызванных наличием трещин, становится нетривиальной задачей. На рис. 4 представлены резонансные частоты и добротность первых десяти резонансов образцов № 1 и № 2 поликарбоната. Частоты были измерены с точностью не хуже 1%, точность измерения добротности значительно ниже. Наибольшие погрешности измерений наблюдаются для резонансов с амплитудами, сравнимыми с уровнем шумов (*1–3* на рис. 2) и при наличии значительного перекрытия откликов (*9*, *10* на рис. 2). Из всех резонансов, представленных на

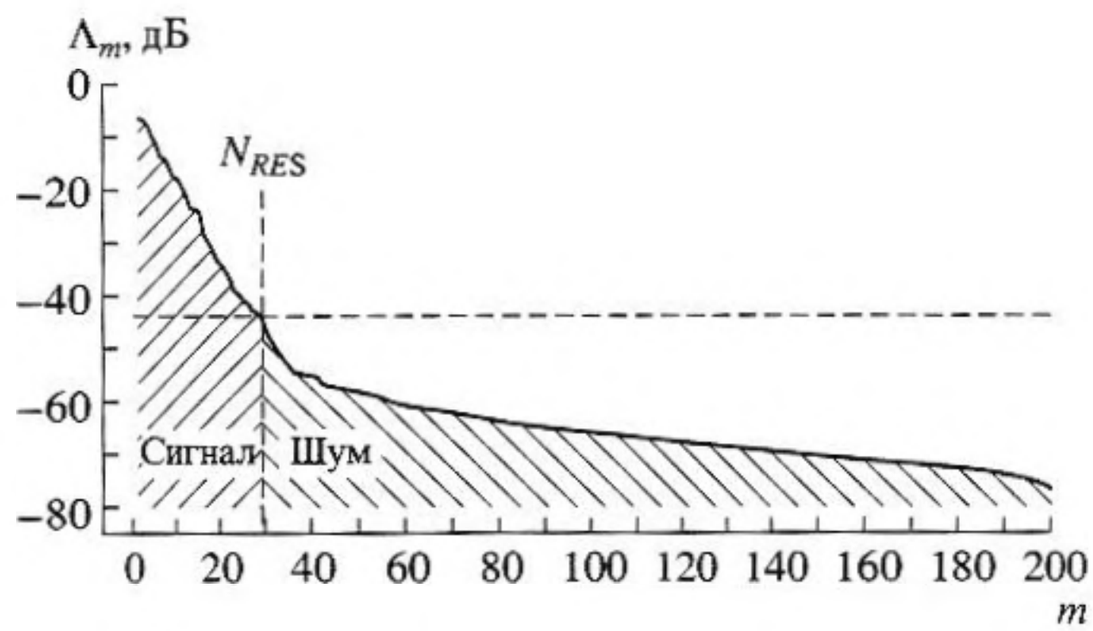

Рис. 3. Спектр собственных значений матрицы автокорреляции для образца поликарбоната № 1, нормированный на полную мощность.

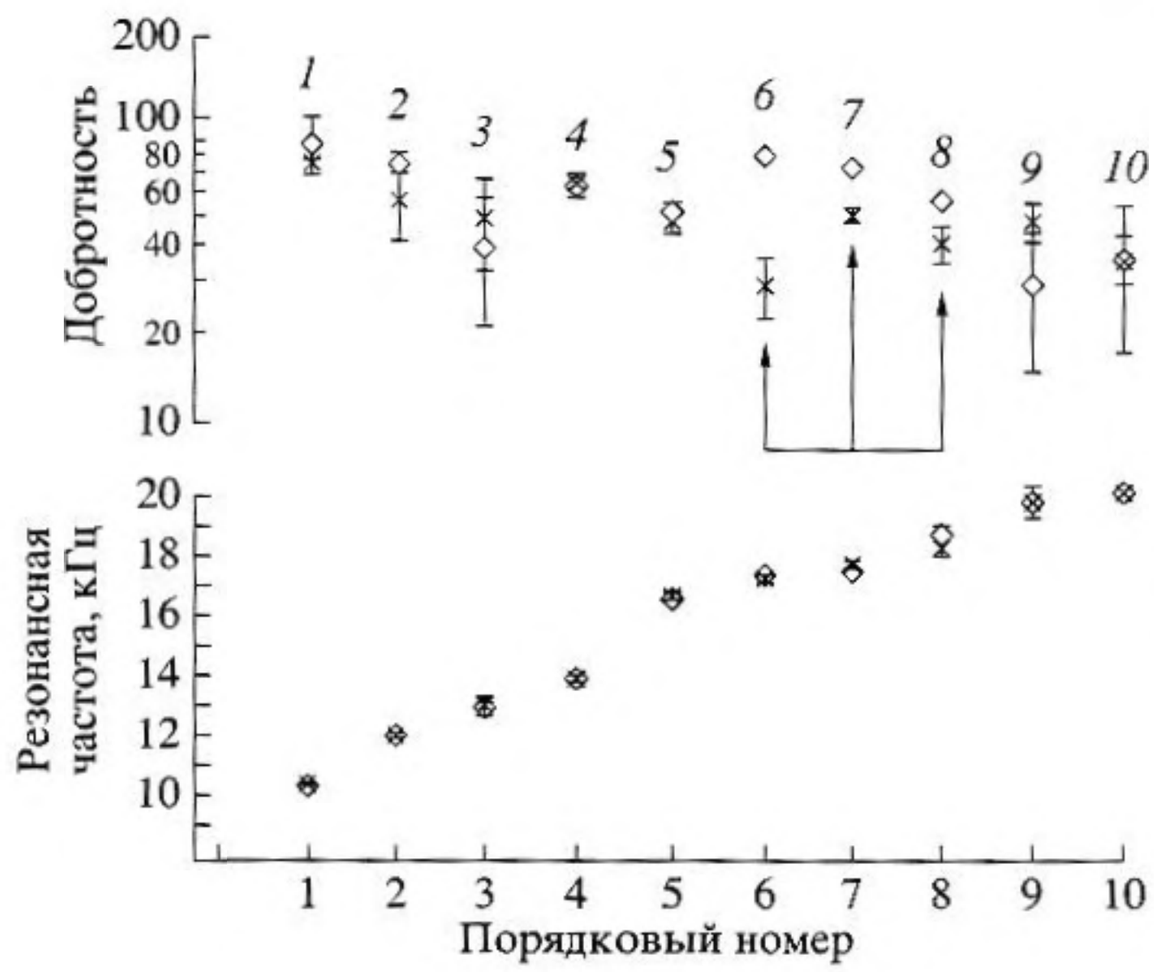

Рис. 4. Изменения резонансных частот и добротностей для бездефектного образца поликарбоната № 1 и образца № 2 с трещиной. Порядковый номер резонансов соответствует нумерации на рис. 2. Погрешности измерений величин показаны вертикальными отрезками, которые соответствуют 60%-ному доверительному интервалу в предположении, что случайный шум гауссов. Ромбы (◇) соответствуют образцу № 1, кресты (×) – образцу № 2.

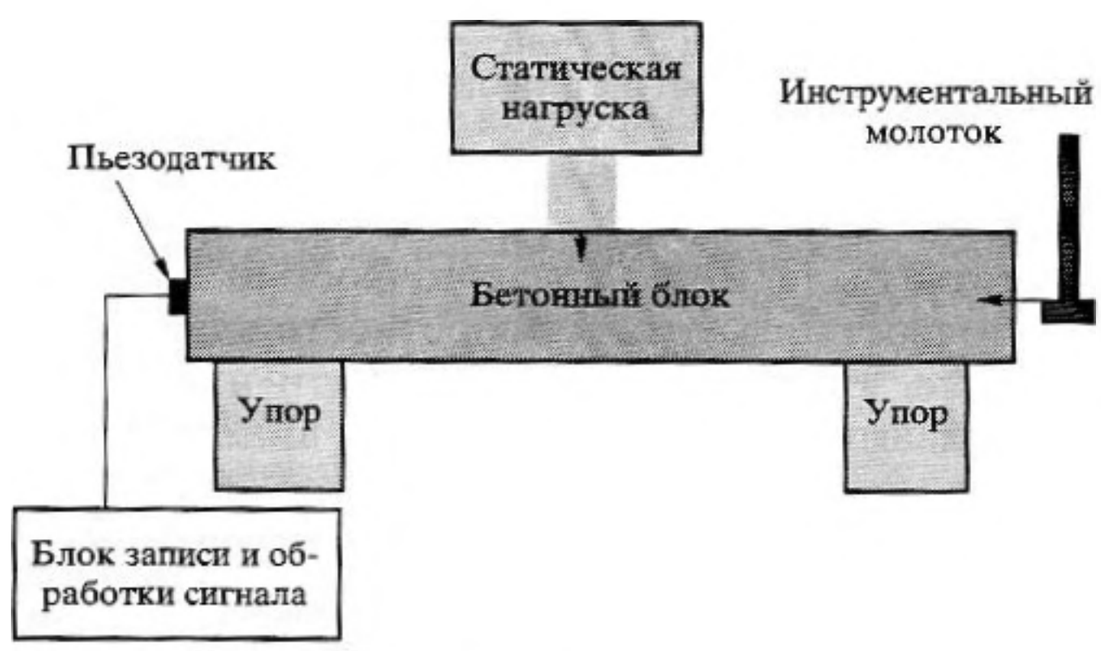

Рис. 5. Схема эксперимента.

рис. 4, можно выделить три, отмеченные стрелками (*6–8*), для которых измеренные величины добротности статистически различимы (доверительные интервалы данных для образца № 1 и № 2 не перекрываются). Наибольшие изменения резонансных частот также имеют место для резонансов *6–8* (рис. 4). Для этих резонансов наблюдается увеличение потерь при появлении трещины. Добротность колебаний при наличии трещины уменьшается приблизительно в два раза относительно исходного значения ($Q_0 \approx 100$). Наибольшие изменения добротности наблюдаются для моды с максимальной начальной величиной добротности (мода *6* на рис. 4).

ИМПУЛЬСНАЯ РЕЗОНАНСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОБРАЗЦОВ БЕТОНА

Вторая серия измерений была проведена на двух образцах бетона. Образцы представляли собой прямоугольные бруски с размерами 152.4 × × 152.4 × 533.4 мм^3 без выемки. Оба образца первоначально не содержали дефектов и разрушались постепенным линейным увеличением силы нагрузки вплоть до разрушения. Схема эксперимента показана на рис. 5.

Собственные вибрации образца возбуждались с помощью небольшого молотка. Удар был одиночным, что контролировалось пьезокерамическим преобразователем, установленным на молотке.

Рис. 6 показывает примеры записей сигнала после удара для неповрежденного бетонного блока и блока, находящегося под действием нагрузки, приведшей к образованию микротрещин. Видно, что более высокие потери в блоке с трещинами ведут к более быстрому затуханию возбужденных колебаний.

При возбуждении колебаний ударом молотка в осевом направлении образца возбуждались главным образом продольные колебания. При реконструкции TF для образца бетона, не содержавшего дефектов, был виден пик, соответствующий низшей моде продольных колебаний бетонного бруса (ей отвечает минимальный уровень шума). По мере разрушения образца, этот пик отчетливо раздваивался, и это расщепление возрастало с ростом нагрузки (рис. 7). Рис. 8 показывает это расщепление в зависимости от величины нагрузки. Величина разрушающего воздействия на рис. 7 нормирована таким образом, что 0 соответствует отсутствию нагрузки, а 1 – максимальной величине, так что при дальнейшем увеличении усилия образец раскалывался. Расщепление, по-видимому, связано с образованием трещин. Трещины образовывались в области максимального осевого растяжения при воздействии нагрузки (при усилии, близком к предельному, это растрескивание было заметно визуально). Не обсуждая подробно механизма расщепления (его предполагается исследовать в дальнейшем), заметим, что появление неоднородностей внутри образца, очевидно, приводит к увеличению числа собственных мод (продольных или изгибных), в том числе и за счет снятия вырождения, обусловленного квадратным сечением бруска. На рис. 9 представлена зависимость добротности продольных колебаний (кресты на рис. 8 и пик № 1 на рис. 7) от величины разрушающей нагрузки. Данные, представленные на рис. 9, от-

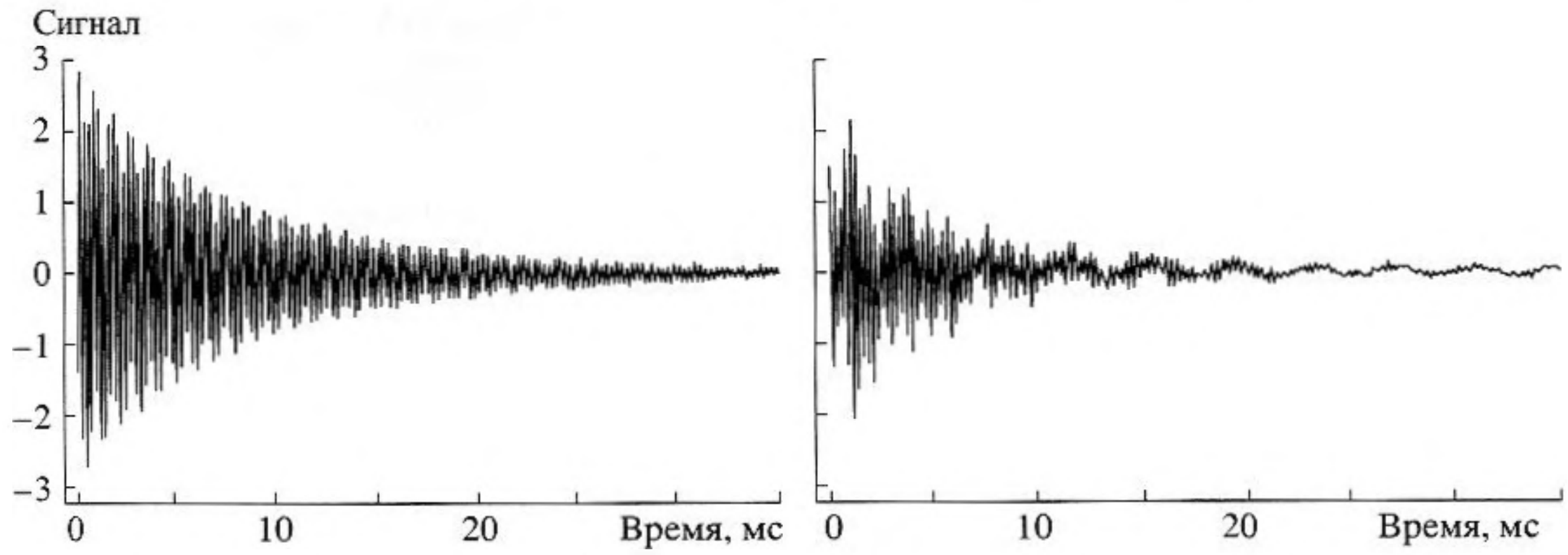

Рис. 6. Отклик образцов бетона на удар молотком (слева – образец без дефектов, справа – непосредственно перед разрушением).

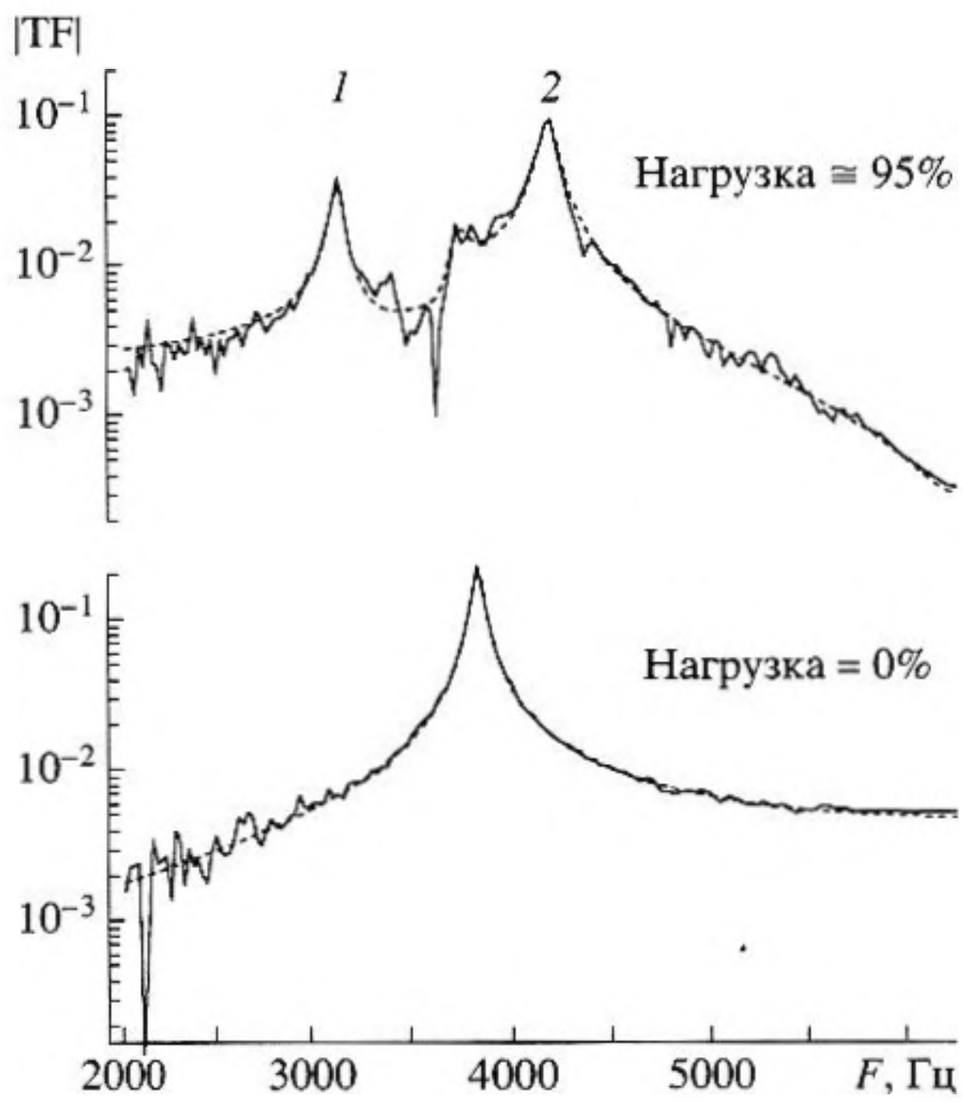

Рис. 7. Раздвоение пика, отвечающего продольной моде, при возрастании нагрузки. Штриховые линии отвечают результату реконструкции (*1*) частотного отклика. Нумерация пиков соответствует рис. 8.

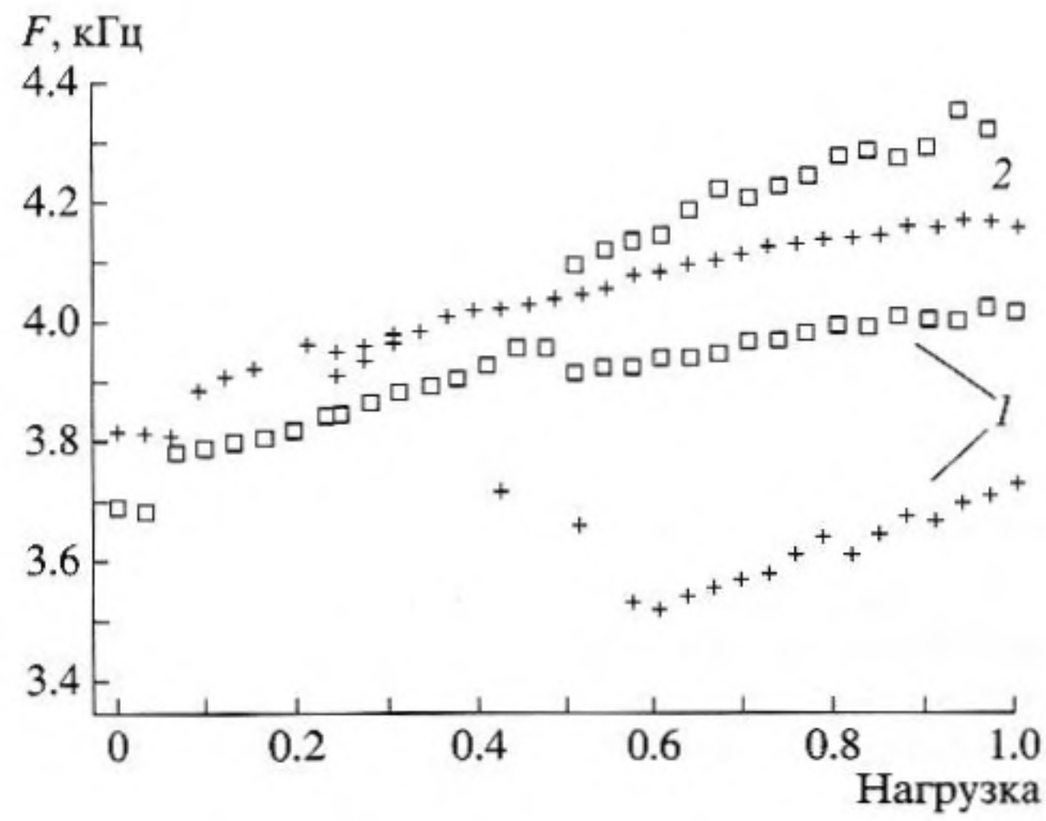

Рис. 8. Зависимость резонансных частот для двух пиков (*1* и *2*) от относительной величины разрушающей нагрузки. Различия частот для образцов № 1 и № 2 обусловлены отличиями в материальных параметрах бетона, из которого они изготовлены.

вечают серии измерений с образцом № 1, которые были выполнены с наибольшей точностью. Данные, представленные на рис. 9, свидетельствуют о быстром уменьшении добротности, начиная с уровня нагрузки около 10–20% от предельной.

В эксперименте наблюдалось хрупкое разрушение бетона. Полезно сравнить полученные нами результаты с другими данными по хрупкому разрушению твердых тел. Известно, что поликристаллические горные породы и, в частности, гранит, разрушаются хрупким образом [21]. В работе [22] показано, что микротрещины в граните образуются на начальной стадии разрушения, когда разрушающее усилие не превышает 20% от предела прочности. Затем происходит слияние мелких трещин и замедление образования новых. Мелкие трещины ответственны за увеличение диссипации [20]. Как видно из данных, представленных на рис. 9, в нашем случае наибольшее изменение добротности колебаний также наблюдается на начальной стадии разрушения (предположительно на стадии образования микротрещин). Наибольшее расщепление частот продольной и изгибной мод, напротив, наблюдается при нагрузке 20% и более (предположительно стадия слияния микротрещин и наибольшего нарушения симметрии в образце).

Метод согласованной фильтрации позволяет расширить область применимости резонансной

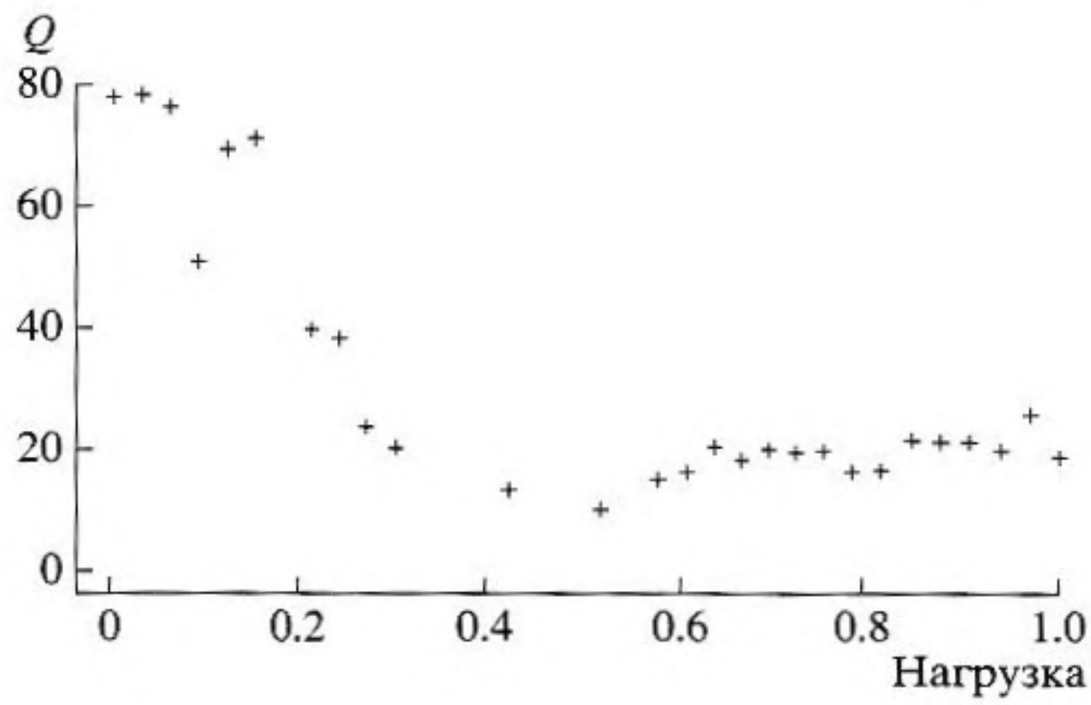

Рис. 9. Зависимость добротности продольных колебаний от относительной величины разрушающей нагрузки. Погрешность измерения добротности не превышает 10.

акустической спектроскопии на случай малодобротных материалов. При этом становится возможным проведение акустических измерений вязкоупругих характеристик структурно-неоднородных сред с добротностью колебаний порядка 10–20. Представленные в работе результаты по экспериментальному исследованию процессов разрушения могут рассматриваться как первый шаг в этом направлении.

Авторы с благодарностью вспоминают многочисленные плодотворные дискуссии с Л.М. Лямшевым, которые, в частности, стимулировали наш интерес к тематике, затронутой в настоящей работе.

Работа была частично поддержана грантами МНТЦ № 1369 и РФФИ № 00-05-64252, № 00-15-96741. Авторы выражают благодарность Национальной лаборатории Лос-Аламоса (США) за техническую поддержку измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Migliori A., Sarrao J.L.* Resonant Ultrasound Spectroscopy. John Wiley & Sons, Inc., 1997.
2. *Birch F.* Velocity and attenuation from resonant vibrations of spheres of rock, glass, and steel // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. № 5. P. 756–764.
3. *Maynard J.* Resonant ultrasound spectroscopy // Physics Today. 1996. V. 27. P. 26–32.
4. *Mason W.P., Marfurt K.J., Beshers D.N., Kuo J.T.* Internal friction of metal spheres showing the effect of the anisotropy of the component metals // J. Acoust. Soc. Amer. 1977. V. 62. P. 1206–1212.
5. *Migliori A., Visscher W., Brown S., Fisk Z., Cheong W., Alten B., Ahrens E., Kubat-Martin K., Maynard J., Huang Y., Kirk D., Grilli K., Chon M.* Elastic constants and specific-heat measurements on single crystals of La_2CuO_4 // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. P. 2098–2101.
6. *Cannelli G., Cantelli R., Cordero F., Trequattrini F.* Dynamics of hydrogen, oxygen, and dislocations in Yttrium by acoustic spectroscopy // Phys. Rev. B (Condens. Matter). 1997. V. 55. P. 14865–14871.
7. *Kielczynski P.J., Morean A., Bussiere J.F.* Determination of texture coefficients in hexagonal polycrystalline aggregates with orthorhombic symmetry using ultrasounds // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 95. P. 813-827.
8. *Vuorinen J.E., Schwarz R.B., McCullough C.* Elastic constants of an aluminum-alumina unidirectional composite // J. Acoust. Soc. Amer. 2000. V. 108. P. 574–579.
9. *Foster K., Fairburn S.L., Leisure R.G., Kim S., Balzar D., Alers G., Ledbetter H.* Acoustic study of texture in polycrystalline brass // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105. № 5. P. 2663–2668.
10. *Isaak D.G., Carnes J.D., Anderson O.L., Oda H.* Elasticity of fused silica spheres under pressure using resonant ultrasound spectroscopy // J. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 104. P. 2200–2206.
11. *Ogi H., Hirao M., Honda T.* Ultrasonic attenuation and grain-size evaluation using electromagnetic acoustic resonance // J. Acoust. Soc. Amer. 1995. V. 98. P. 458–464.
12. *Heyliger P., Ledbetter H.* Detection of surface and subsurface flaws in homogeneous and composite solids by resonant ultrasound // J. of Nondestr. Evaluation. 1998. V. 17. № 2. P. 79–87.
13. *Valdes S.H.D., Soutis C.* Delamination detection in composite laminates from variations of their modal characteristics // J. Sound Vibration. 1999. V. 228. № 1. P. 1–9.
14. *Ogi H., Heyliger P., Ledbetter H., Kim S.* Mode-selective resonance ultrasound spectroscopy of a layered parallelepiped // J. Acoust. Soc. Amer. 2000. V. 108. № 6. P. 2829–2834.
15. *Lee T., Lakes R.S., Lal A.* Resonant ultrasound spectroscopy for measurement of mechanical damping: Comparison with broadband viscoelastic spectroscopy // Rev. of Sci. Instruments. 2000. V. 71. № 7. P. 2855–2861.
16. *Лебедев А.В.* Использование метода линейного прогнозирования в ультразвуковой спектроскопии образцов горных пород // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 3. С. 381–389.
17. *Лебедев А.В., Бредихин В.В., Соустова И.А., Сутин А.М., Kusunose K.* Акустическая спектроскопия микроскопического разрушения образца гранита Westerly / Институт прикладной физики РАН. 2002. Препринт № 588.
18. *Skudrzyk E.* Simple and Complex Vibratory Systems. State U.P., State College, Pennsylvania, 1968.
19. *Tafts D.W., Kumaresan R.* Estimation of frequencies of multiple sinusoids: making linear prediction perform like maximum likelihood // IEEE Trans. 1982. V. 70. № 9. P. 975–989.
20. *White J.E.* Underground Sound, Application of Seismic Waves. N.Y.: Elsevier, 1983.
21. *Brace W.F., Paulding B.W., Scholtz C.H.* Dilatancy in the fracture of crystalline rocks // J. Geophys. Res. 1966. V. 71. № 16. P. 3939–3953.
22. *Yanagidani T., Ehara S., Nishizawa O., Kusunose K., Terada M.* Localization of dilatancy in Ohshima granite under constant uniaxial stress // J. Geophys. Res. 1985. V. 90. № B8. P. 6840–6858.

Resonant Acoustic Spectroscopy at Low Q Factors

A. V. Lebedev[1], L. A. Ostrovskii[1,2], A. M. Sutin[1,3], I. A. Soustova[1], and P. A. Johnson[4]

[1] *Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603950 Russia*

e-mail: soustova@hydro.appl.sci-nnov.ru

[2] *Zel Technologies/NOAA Environmental Technology Laboratory, 325 Broadway, Boulder, Colorado 80305, USA*

[3] *Davidson Laboratory, Stevens Institute of Technology, 711 Hudson Street, Hoboken, NJ 07030, USA*

[4] *Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87501, USA*

Abstract—The application of resonant acoustic spectroscopy to rock, building materials, and materials with cracks is hindered by the substantial mechanical losses in these materials and by the overlapping of the individual resonance responses. The paper describes a method for the determination of the resonance frequencies in low-Q materials in the presence of a strong overlapping of resonances. The effect of cracks on the values of the resonance frequencies and Q factors is studied experimentally.