

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТВЕРДОГО ТЕЛА ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. – Институт геофизики УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. На основе разработанной физической модели для описания процессов акустической эмиссии предложена методика восстановления структурных характеристик материала по ее амплитудно-частотному спектру. Проведена количественная интерпретация экспериментальных данных по наблюдениям сигналов акустической эмиссии при разрушении образца бетона.

Акустическая эмиссия, функция распределения, пористость, удельная внутренняя поверхность.

STUDY OF THE STRUCTURAL CHARACTERISTICS OF THE SOLID ACCORDING TO OBSERVATION ACOUSTIC EMISSION

Belikov V.T., Ruykin D.G. – Institute of Geophysics UB of RAS, Yekaterinburg

Abstract. Based on the developed model to describe the acoustic emission processes we proposed the technique restoration of the structural characteristics of the material on its amplitude-frequency spectrum. We held a quantitative interpretation of the experimental data from observations of acoustic emission signals at failure of specimen concrete.

Acoustic emission, rock, porosity, specific internal surface.

Введение

Акустическая эмиссия (АЭ) – процесс излучения упругих волн, обусловленный возникновением и развитием дефектов структуры материала (Грешников, Дробот, 1976). С середины прошлого века и по настоящее время методы, связанные с анализом сигналов АЭ, широко применяются в таких областях, как геофизика, горное дело и материаловедение (Грешников, Дробот, 1976; Баранов, 1990; Рыкунов и др., 1979; Keizer, 1953; Виноградов, 1964; Соболев, Пономарев, 2003). Иногда АЭ разделяют на два вида: непрерывную и дискретную (Баранов, 1990). Сигналы непрерывной АЭ, возникновение которой связывают, в основном, с пластическим деформированием твердого тела, несут мало информации о среде, так как характеризуется относительно высокой частотой, и поэтому быстро затухают (Грешников, Дробот, 1976). При дискретной АЭ энергия излучаемых упругих волн, а также их амплитуда, на много порядков превосходит энергию и амплитуду импульсов непрерывной АЭ. Чаще всего дискретная АЭ обусловлена развитием макроскопических дефектов в материале, а ее спектральные характеристики смещены в область более низких, чем у непрерывной АЭ, частот. Примером

дискретной АЭ является упругий импульс, излучаемый растущей трещиной, когда она переходит из одного стабильного состояния в другое. В силу своей природы, дискретная АЭ несет в себе информацию о структурных характеристиках материала и поэтому может быть использована для реконструкции их временных изменений в процессе разрушения твердого тела. Среди проблем, которые существуют при изучении АЭ, следует отметить, прежде всего, сложности, связанные с ее интерпретацией. При этом особенно актуальна в настоящее время проблема количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ. Для ее проведения целесообразно использовать разработанные физико-математические модели и установленные на их основе функциональные связи между параметрами сигналов АЭ и структурными характеристиками среды (Беликов, Рывкин, 2014). Основы модели для количественного описания АЭ были изложены в работах (Алейников и др., 1992; 1993). В работах (Беликов, 2008; 2010) изучена взаимосвязь параметров амплитудно-частотного (АЧ) спектра АЭ и структурных характеристик твердого тела, а также сформулированы основные физические принципы реконструкции параметров среды по данным на-

блюдений АЭ. В данной статье проведено обобщение предложенной ранее физико-математической модели для описания процессов генерации дискретной АЭ, и на этой основе разработана методика (алгоритм) восстановления структурных характеристик твердого тела. Предложенный алгоритм использован для количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ при разрушении образца бетона (Schiavi et al., 2011). Выбор экспериментальных данных, полученных в указанной работе, для тестирования предложенного алгоритма с перспективой его последующего использования при количественной интерпретации результатов наблюдений АЭ в горных породах был вызван двумя причинами. Первая из них обусловлена высоким качеством приведенного в работе экспериментального материала. А вторая связана с тем, что особенности структуры бетона и горных пород во многом похожи.

Постановка задачи

В работах (Алейников и др., 1992; 1993) были получены соотношения, описывающие процесс распространения продольных и поперечных упругих волн в гетерогенном твердом теле. В правой части этих уравнений присутствует функция источника A_i , которая описывает процессы генерации АЭ, вызванной колебанием межфазных поверхностей. Выражение для нее может быть записано следующим образом (Алейников и др., 1992; 1993; Беликов, Рывкин, 2014)

$$A_i = \frac{1}{2} \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} v_{\alpha\beta}^2 L_i^{\alpha\beta}, \quad (1)$$

где $v_{\alpha\beta}$ – частота АЭ, соответствующая колебаниям межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$ между α -ой и β -ой фазами гетерогенной среды, определяемая так

$$v_{\alpha\beta} = \sqrt{\frac{|\Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} n_k^\alpha| \Omega_{\alpha\beta}}{\rho L^{\alpha\beta}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{\alpha\beta} \Omega_{\alpha\beta}}{\rho L^{\alpha\beta}}}. \quad (2)$$

Обозначения в (1–2) следующие:

$L_i^{\alpha\beta} = L^{\alpha\beta} e_i^{\alpha\beta}$; $L^{\alpha\beta}$ – осредненная амплитуда колебаний межфазной поверхности (границы) $S_{\alpha\beta}$; $e_i^{\alpha\beta}$ – единичный вектор в на-

правлении силы, действующей на единицу площади поверхности $S_{\alpha\beta}$; $\Delta\sigma_{\alpha\beta} = |\Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} n_k^\alpha|$ – модуль осредненного вектора этой силы; $\Delta\sigma_{ik}^{\alpha\beta} = \sigma_{ik}^\alpha - \Delta\sigma_{ik}^\beta$ – разность осредненных тензоров упругих напряжений на межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$; n_k^α – осредненный вектор нормали, внешней по отношению к α -ой фазе; $\Omega_{\alpha\beta} = S_{\alpha\beta} / V$ – удельная внутренняя поверхность (УВП), соответствующая межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$; ρ – плотность среды; V – величина объема осреднения. Таким образом, A_i , представленная в виде (1), описывает весь спектр источников АЭ, связанных с колебаниями межфазных поверхностей гетерогенной среды. Причем, в общем случае, излучать упругие волны могут все те границы между фазами, на которых отсутствует равновесие. Параметр $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ мы будем называть в дальнейшем осредненной разностью упругих напряжений на межфазной поверхности $S_{\alpha\beta}$. Будем предполагать, что в процессе генерации АЭ поверхность $S_{\alpha\beta}$ слабо отклоняется от положения равновесия. Тогда работа разности упругих напряжений на границе фаз фактически полностью расходуется на акустическое излучение (АИ), а величина $\Delta\sigma_{\alpha\beta}$ практически совпадает с ее равновесным значением (Беликов, Рывкин, 2014).

Описание процессов АЭ в двухфазной среде

В работе (Schiavi et al., 2011) были проведены наблюдения АЭ при нагружении образца бетона вплоть до его разрушения. По результатам экспериментов были построены АЧ спектры АЭ. В настоящей статье эти данные использованы для конкретизации предложенной выше модели АЭ, а также разработки и тестирования методики восстановления структурных характеристик бетона. При изучении процессов АЭ в данном случае, материал образца следует рассматривать как двухфазную гетерогенную среду, состоящую из твердой фазы – «1», которую мы считаем гомогенной, и газообразной фазы – «2», представляющей собой пространство пор и трещин, заполненных газообразным флюидом. Указанные фазы разделены единст-

венной межфазной поверхностью S_{12} , которой соответствует УВП Ω_{12} . Тогда функция источника A_i , в соответствии с (1), может быть записана так (Беликов, Рывкин, 2014)

$$A_i = v_{12}^2 L_i^{12}, \quad (3)$$

а (2) примет следующий вид

$$v = v_{12} = \sqrt{\frac{|\Delta\sigma_{ik}^{12} n_k^{12}| \Omega_{12}}{\rho L^{12}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{12} \Omega_{12}}{\rho L^{12}}} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma \Omega}{\rho L}}, \quad (4)$$

где $\Delta\sigma_{12} = |\Delta\sigma_{ik}^{12} n_k^{12}| = \Delta\sigma$; $L = L^{12}$; $\Omega = \Omega_{12}$. При некоторых упрощающих допущениях, характер зависимости частоты АЭ от структурных параметров материала можно уточнить. Пренебрегая давлением газа в пористом пространстве, в соответствии с законом Гука, можем записать оценку $\Delta\sigma \sim E \cdot L/r$, где r – характерный размер поры или трещины, E – упругий модуль. Если структура среды такова, что $\Omega \sim 1/r$, то, в соответствии с (4), $v \sim \frac{1}{r} \sqrt{\frac{E}{\rho}}$. В общем случае (при других мо-

делях среды) зависимость между v и r может быть и иной. Однако противоположный характер изменения этих величин, по-видимому, сохранится. В дальнейшем мы будем считать, что шкалы частот и характерных размеров разнонаправлены.

Газообразную фазу мы будем называть далее трещиновато-пористым пространством (ТПП). С точки зрения его внутренней структуры ТПП можно рассматривать как совокупность нередко сообщающихся между собой трещин и пор (полостей) с присутствием им набором параметров. Для детального изучения процессов генерации АЭ, позволяющего учесть вклад в АЧ спектр составляющих ТПП, отличающихся по значениям этих параметров, следует ввести для них соответствующую функцию распределения (ФР) (Беликов, Рывкин, 2014). Причем в качестве основной величины, описывающей структуру ТПП, целесообразно выбрать характерный размер и ограничиться рассмотрением ФР лишь только по этому параметру, считая, что ТПП представляет собой совокупность (ансамбль) сферических полостей, радиусы

которых изменяются в некотором промежутке, границы которого определяются структурой среды. Тогда радиус каждой сферической полости можно трактовать, как характерный (эффективный) размер соответствующей составляющей ТПП (там же). Если считать, что полости совершают сферически симметричные гармонические колебания, излучая продольные волны, то звуковое поле, генерируемое ими, будет безвихревым. Для его описания можно воспользоваться интегралом Кирхгофа, дающим выражение для потенциала скорости во внешней, по отношению к излучающей поверхности, области (Шендеров, 1972)

$$\Phi(\mathbf{R}) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\frac{\partial\Phi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} - \Phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] dS, \quad (5)$$

где Φ – потенциал скорости; $r = |\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}|$; \mathbf{R} – радиус-вектор точки наблюдения; \mathbf{R}_1 – радиус-вектор текущей точки поля; k – волновое число; i – мнимая единица; n – нормаль, направленная внутрь поверхности S . Первое слагаемое справа в (5) определяет потенциал объемных источников сферических волн, второе – характеризует дипольное излучение двойного слоя. Возьмем в качестве S поверхность всех сферических полостей, которые находятся в единичном объеме материала. Предполагая, что полости совершают малые сферически-симметричные колебания с постоянной по их поверхности скоростью, а также рассматривая расстояния от центра этих полостей до точки наблюдения много большие их радиуса, будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial\Phi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} dS &= \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma S_j} \frac{\partial\Phi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} dS = \\ &= - \sum_j \frac{4\pi a_j^2 v_{nj}}{4\pi b_j} e^{ikb_j} = - \sum_j \frac{Q_j}{4\pi b_j} e^{ikb_j}, \end{aligned} \quad (6)$$

где S_j – поверхность j -ой сферической полости; a_j – ее радиус; b_j – расстояние от ее центра до точки наблюдения;

$v_{nj} = \left(\frac{\partial\Phi}{\partial n} \right)_{S_j}$ – скорость колебаний поверхности j -ой сферической полости; $Q_j = 4\pi a_j^2 v_{nj}$ – ее объемная скорость излу-

чения. При выводе формулы (6) мы учитывали, что нормаль направлена внутрь каждой из полостей. Если поверхность $\sum S_j$ считать абсолютно мягкой, положив на ней $\Phi = 0$ (это соответствует тому, что мы пренебрегаем давлением газа в порах и трещинах), то

$$\frac{1}{4\pi} \int_S \Phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) dS = \frac{1}{4\pi} \int_{\sum S_j} \Phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) dS = 0. \quad (7)$$

Тогда, с учетом (5–7), поле излучения может быть представлено в виде

$$\Phi(\mathbf{R}) = - \sum_j \frac{Q_j}{4\pi b_j} e^{ikb_j}. \quad (8)$$

Выбор параметров ансамбля сферических полостей должен быть осуществлен таким образом, чтобы их общая поверхность $\sum S_j$, а также общий объем $\sum V_j$ (V_j – объем j -ой полости), сколь угодно мало отличались от значений аналогичных характеристик единицы объема образца бетона. Каждую из полостей мы будем рассматривать как монополь, имеющий хоть и малые (по сравнению с длиной излучаемой им волны), но конечные размеры (Исакович, 1973). Что же касается зависимости излучения от времени, то мы будем считать, что каждая из сферических полостей в (8) совершает гармонические колебания с частотой ν , определяемой соотношением (4). Отметим, что, полагая скорость ν_{nj} постоянной на S_j , мы пренебрегаем рассеянными каждой из полостей волнами, считая монополи «прозрачными», то есть имеющими размеры, малые по сравнению с расстояниями между ними (там же). Будем предполагать также, что энергия, излучаемая данным ансамблем сферических полостей в единицу времени, практически совпадает с мощностью АИ, генерируемого средой. Это означает, что характерный размер в данном случае будет описывать не только структуру ТПП, но и сам процесс излучения упругих волн твердым телом.

Таким образом, звуковое поле, возбуждаемое межфазной поверхностью S_{12} , находящейся в единичном объеме образца, мы, в соответствии с (8), заменяем суперпозицией полей ансамбля монополей, парамет-

ры которого должны удовлетворять изложенным выше условиям. Определим ФР сферических полостей по размерам $f(r)$ (мы будем называть ее далее нормированной ФР), как относительное их количество в единице объема, приходящееся на единичный интервал радиусов, с условием нормировки $\int_0^\infty f(r) dr = 1$ (Беликов, 2008; 2010). В общем случае ФР может зависеть от координат, однако, если предположить, что материал образца однороден, можно считать ее постоянной во всем рассматриваемом объеме. Сферы с радиусами от r до $r + \Delta r$ будут соответствовать составляющим ТПП, эффективный размер которых изменяется в этих же пределах. Для данного набора сферических полостей, рассматриваемых как отдельная фаза (в рамках всего ТПП), можно, согласно (4), ввести характерную частоту. В этом случае $\Delta\sigma$, L и Ω будут соответственно осредненной разностью упругих напряжений на границе излучающих сфер, осредненной амплитудой колебаний их поверхности и УВП в данном интервале изменения радиусов. В связи с введением понятия ФР и разделением ТПП на составляющие в соответствии с их характерными размерами, общее значение потенциала звукового поля в (8) можно представить в виде суммы слагаемых, каждое из которых отвечает своему интервалу шкалы радиусов. С этой целью всю поверхность S_{12} следует разбить на части, соответствующие всем промежуткам изменения характерных размеров ТПП. Для каждой из них можно провести преобразования, аналогичные (6–8), и получить выражение для поинтервальных составляющих потенциала звукового поля. При этом для каждого интервала нужно использовать совокупность сферических полостей одинакового радиуса из выбранного промежутка размеров. В результате мы получим выражение для рассматриваемой поинтервальной составляющей потенциала звукового поля в виде суперпозиции полей одинаковых монополей, колеблющихся с характерной частотой, соответствующей данному промежутку изменения радиусов полостей. Общее звуковое поле

будет равно сумме вышеуказанных его составляющих, отвечающих всем интервалам разбиения шкалы радиусов. Помимо функции $f(r)$ мы будем использовать далее ФР $\tilde{f}(r)$, которую назовем ненормированной, связанную с $f(r)$ соотношением $\tilde{f}(r) = Nf(r)$, где N – общее количество излучающих сфер в единице объема с радиусами от R_{\min} до R_{\max} (минимальный и максимальный размеры, соответственно). Условие нормировки для ФР $\tilde{f}(r)$ имеет вид $\int_0^{\infty} \tilde{f}(r) dr = N$. Структурные характеристики материала, такие как пористость ϕ и УВП Ω , могут быть выражены через ФР $\tilde{f}(r)$ следующим образом (Беликов, 2010; Беликов, Рывкин, 2010; 2014)

$$\phi = \frac{4\pi}{3} \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^3 \tilde{f}(r) dr; \Omega = 4\pi \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} r^2 \tilde{f}(r) dr. \quad (9)$$

Результаты и их обсуждение

Проведем количественную интерпретацию результатов наблюдений АЭ, приведенных в работе (Schiavi et al., 2011). Процедуру решения обратной задачи о восстановлении структурных характеристик материала по данным АЭ можно подразделить на три основных этапа (Беликов, 2010). На первом должна быть проведена идентификация источников АЭ и установлена их физическая природа. На втором этапе следует определить интервал изменения характерных размеров составляющих ТПП, которые в процессе излучения формируют наблюдаемый спектр АЭ. На третьем – необходимо задать распределение $\Delta\sigma(r)$. Говоря о первом этапе, мы будем предполагать, что источником АИ является колеблющаяся поверхность S_{12} , выведенная из равновесия. По поводу второго этапа отметим следующее. Так как непосредственные данные о границах указанного интервала (соответствующего промежутку изменения радиусов полостей) отсутствуют, было взято два варианта их численных значений. В первом мы предполагали, что излучает весь набор сферических полостей, радиусы которых изменяются в пределах от 1 до 100 мкм, во втором – от 1 до 250 мкм. Имея в виду третий

этап, допустим, как было сказано выше, что межфазная поверхность S_{12} слабо отклоняется от ее равновесного положения, в этом случае незначительно будет меняться и ее кривизна. Для полостей, совершающих малые сферически-симметричные колебания, это допущение эквивалентно предположению о том, что в процессе излучения слабо меняется их радиус. В этом случае $\Delta\sigma$ для каждого r можно принять равным его минимальному значению, для которого (считая твердую фазу изотропной), в соответствии с формулой Лапласа, можно записать выражение

$$\Delta\sigma(r) = K/r, \quad (10)$$

где $K = 2\gamma_{12}$; γ_{12} – коэффициент поверхностного натяжения (Ландау, Лифшиц, 1964; 1986). Необходимо отметить, что зависимость (10) между $\Delta\sigma$ и радиусом полости r , вообще говоря, приближенная и справедлива она только в рамках высказанных выше предположений. Мы будем использовать ее далее для вычисления $\Delta\sigma$, придавая при этом величине K несколько иной смысл. Дело в том, что за счет концентрации упругих напряжений в непосредственной окрестности пор и трещин имеет место интенсивная пластическая деформация (Левин и др., 2004). Этот эффект мы должны иметь в виду при использовании соотношения (10), учитывая, что и вблизи поверхности сферических полостей существуют зоны пластической деформации. Именно наличие таких зон может обеспечить сферически симметричные колебания монополей. Удельная (рассчитанная на единицу площади поверхности) работа, затраченная на пластическую деформацию, может значительно (на порядок и более) превосходить величину коэффициента поверхностного натяжения γ_{12} (там же), определяющего, как известно, значение свободной поверхностной энергии, приходящейся на единицу площади. Поэтому K в (10), особенно для полостей малых радиусов, является, фактически, удельной работой пластической деформации. Так как непосредственное вычисление величины K ввиду недостатка информации невозможно, мы рассматривали ее как коэффициент

пропорциональности и рассчитывали его значение в процессе интерпретации.

Разобьем шкалу размеров излучающих сферических полостей, а также шкалу частот в АЧ спектре АЭ, на промежутки. Как уже отмечалось выше, мы считаем эти шкалы разнонаправленными, поэтому минимальному размеру R_{\min} будет поставлена в соответствие максимальная частота в АЧ спектре, а максимальному R_{\max} – минимальная. Для установления соответствия между промежуточными значениями v и r была использована линейная зависимость. Аппроксимируя интегралы суммами с использованием (4, 9, 10), получим

$$K = \frac{\rho}{3\varphi} \sum_{j=1}^m r_j^2 v_j^2 L_j, \quad (11)$$

$$\tilde{f}(r_j) = \frac{v_j^2 L_j \rho}{4\pi K r_j \Delta r_j}; \quad \varphi_j = \frac{4\pi}{3} r_j^3 \tilde{f}(r_j) \Delta r_j; \quad (12)$$

$$\Omega_j = 4\pi r_j^2 \tilde{f}(r_j) \Delta r_j.$$

Обозначения в (11–12) следующие: m – число интервалов разбиения, одинаковое для шкалы размеров и шкалы частот; r_j – значение радиуса излучающей сферы, отнесенное к левому концу j -го интервала Δr_j шкалы размеров; v_j и L_j значения частоты и амплитуды, отнесенные к правому концу соответствующего интервала разбиения шкалы частот; φ – пористость образца бетона; $\tilde{f}(r)$, Ω_j и φ_j – значения ненормированной ФР, УВП и пористости, соответственно, в данном интервале изменения радиусов сферических полостей, отнесенные к его левому концу.

В первом приближении коэффициент K считался постоянным во всем промежутке изменения размеров излучающих сфер и определялся в соответствии с (11). Затем по формулам (12) вычислялись поинтервальные значения ненормированной ФР $\tilde{f}(r_j)$, УВП Ω_j и пористости φ_j . Далее, рассчитывались соответствующие значения нормированной ФР $f(r_j)$. При проведении расчетов во втором приближении мы предполагали, что коэффициент K может принимать различные значения в каждом из интервалов изменения радиусов излу-

чающих сфер. Это допущение моделирует ситуацию, при которой колеблющиеся участки межфазной поверхности, соответствующие различным характерным размерам ТПП, генерируют АИ в отличающихся между собой физических условиях. Для определения поинтервальных значений коэффициента K была использована процедура, сводящаяся к поиску минимума УВП Ω при неизменном объеме фаз (Беликов, Рывкин, 2014). Последнее условие подразумевает постоянство пористости. Таким образом, во втором приближении расчеты выполнялись в следующей последовательности. В каждом интервале шкалы размеров происходило варьирование коэффициента пропорциональности K , принятого в первом приближении. Затем, в соответствии с (12), вычислялись значения УВП и пористости в каждом промежутке изменения радиуса и осуществлялся пересчет значений ФР $\tilde{f}(r)$. Далее, по формулам $\Omega = \sum \Omega_j$, $\varphi = \sum \varphi_j$ вычислялись общая УВП Ω и общая пористость φ . В качестве истинного выбирался вариант, при котором УВП была минимальной, а пористость отличалась от принятого нами ее значения $\varphi = 0,1$ не более чем на десять процентов.

Распределение амплитуд L в зависимости от радиуса сферических полостей, построенное с использованием АЧ спектра, полученного по результатам наблюдений АЭ при разрушении образца бетона (Schiavi et al., 2011), приведено на рис. 1.

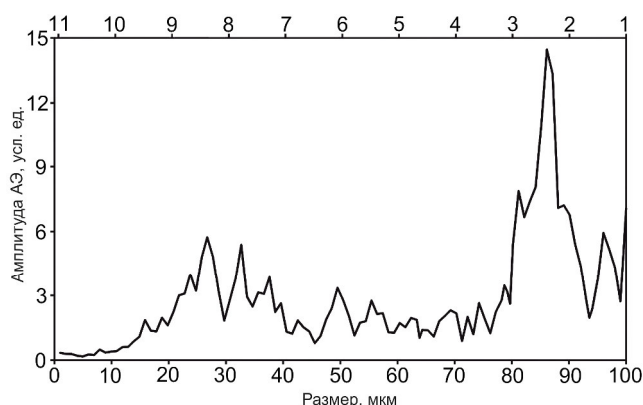


Рис. 1. Распределение амплитуд АЭ в зависимости от радиуса (размера) излучающих сферических полостей. Верхняя шкала – частота АЭ (кГц)

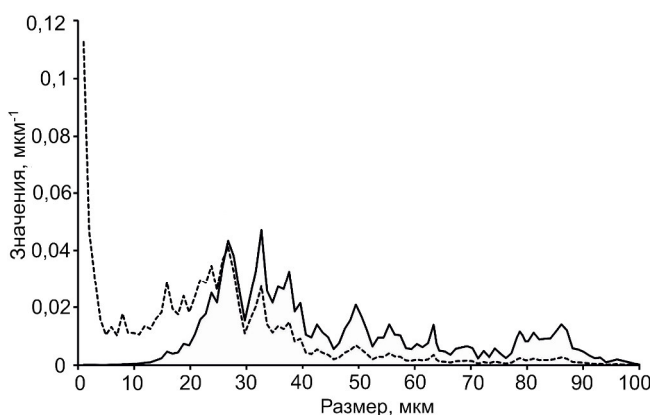


Рис. 2. Нормированная функция распределения. Пунктир – первое приближение; сплошная линия – второе приближение

Восстановленные нормированные ФР $f(r)$ излучающих сфер по размерам, соответствующие первому (исправленная) и второму (исправленная) приближениям, представлены на рис. 2. Анализ графиков на рис. 1 и 2 показывает, что максимумы значений амплитуды в спектре АЭ хорошо коррелируют с локальными максимумами исправленной ФР $f(r)$, хотя соотношение между ними для каждой из кривых меняется. Сравнивая приведенные на рис. 2 графики нормированных ФР, полученных в первом и втором приближениях, можно отметить, что вторая имеет в области малых радиусов существенно меньшие значения, чем ФР, полученная в первом приближении. Связано это с тем, что при постоянстве пористости минимум УВП может быть достигнут, в основном, за счет уменьшения относительного вклада в ее значение полостей малых размеров (от 1 до 25 мкм). При этом характер изменения исправленной ФР в этой области размеров в большей степени соответствует распределению амплитуд АЭ, приведенному на рис. 1.

Так как второе приближение соответствует минимуму УВП, то представленные на рис. 2 результаты говорят о том, что ФР по характерному размеру составляющих ТПП несет в себе информацию о величине и морфологии межфазной поверхности S_{12} (Беликов, Рывкин, 2014). На рис. 3 и 4 приведены распределения относительных (по отношению к ϕ и Ω) значений пористости и УВП в зависимости от размера сфериче-

ских полостей (характерного размера ТПП), соответствующие первому и второму приближениям. Анализируя графики на рис. 1, 3 и 4, нельзя не заметить взаимосвязь максимальных значений в распределениях пористости и УВП с максимальными значениями амплитуд в спектре АЭ. Это свидетельствует о том, что участки межфазной поверхности, отвечающие максимумам в указанных распределениях, дают основной вклад в регистрируемое АИ. С другой стороны, сравнивая график исправленной ФР, приведенный на рис. 2, с графиками распределений пористости и УВП второго приближения на рис. 3 и 4 также можно отметить соответствие их максимумов. Однако соотношение между максимальными значениями ФР, пористости и УВП для различных интервалов размеров неодинаково.

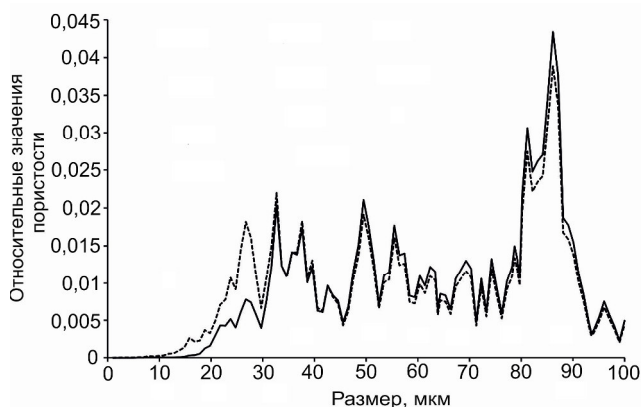


Рис. 3. Распределения относительных значений пористости. Пунктир – первое приближение; сплошная линия – второе приближение

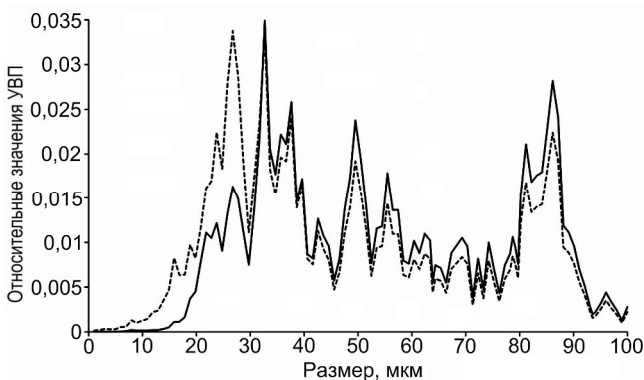


Рис. 4. Распределения относительных значений УВП. Пунктир – первое приближение; сплошная линия – второе приближение

В частности, если на графике ФР второго приближения (см. рис. 2) главный (глобальный) максимум достигается в промежутке от 30 до 40 мкм, а далее значения остальных локальных максимумов $f(r)$ по мере увеличения размеров, в среднем, уменьшаются, то в распределении пористости в указанном интервале наблюдается лишь локальный максимум, а глобальный находится в пределах между 80 и 90 мкм. В то же время, в распределении УВП главный максимум, также как и у ФР второго приближения, наблюдается между 30 и 40 мкм, а в интервале 80–90 мкм находится локальный максимум, уступающий по амплитуде только глобальному. Такое различие в морфологии распределений УВП и пористости связано с тем, что первая увеличивается пропорционально квадрату радиуса сферических полостей, а вторая пропорциональна его кубу. По этой причине, например, в распределении пористости появляется глобальный максимум в интервале 80–90 мкм, связанный с локальным максимумом $f(r)$ в этом же промежутке, а в распределении УВП – нет. Выше мы уже отмечали, что на втором этапе решения обратной задачи о восстановлении структурных характеристик материала следует определить интервал характерных размеров составляющих ТПП, которые в процессе излучения формируют наблюдаемый АЧ спектр АЭ. Причем определение границ указанного интервала надо проводить иными, не связанными с наблюдениями

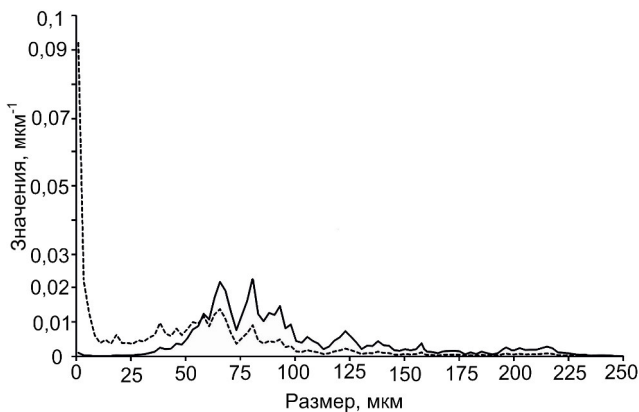


Рис. 5. Нормированная функция распределения. Пунктир – первое приближение; сплошная линия – второе приближение

сигналов АЭ, методами (Беликов, 2010). Чтобы подчеркнуть важность данного этапа решения обратной задачи с точки зрения его влияния на результаты количественной интерпретации, мы провели процедуру восстановления ФР для интервала характерных размеров ТПП от 1 до 250 мкм. Результаты расчетов представлены на рис. 5, где приведены для этого случая графики нормированной ФР первого и второго приближений. Из рисунка видно, что различие между морфологиями исправленной и неисправленной ФР такое же, какое наблюдается на рис. 2. Вместе с тем, местоположение максимумов нормированной ФР второго приближения в данном случае иное. В частности, главный максимум ФР $f(r)$ находится теперь в интервале от 75 до 100 мкм, а далее, с ростом размеров, амплитуды локальных максимумов (которые в среднем ниже, чем на рис. 2) также имеют тенденцию к уменьшению.

Выводы

Разработанная физико-математическая модель процессов генерации дискретной АЭ и предложенная методика количественной интерпретации результатов ее наблюдений позволяет исследовать относительный вклад источников, отличающихся по своим характерным размерам, в различные участки АЧ спектра АЭ. Использование указанной методики при интерпретации сигналов АЭ, зарегистрированных при разрушении образца бетона, дало возможность построить нормированную ФР излучающих сферических полостей по их радиусам, моделирующую распределение по характерным размерам составляющих ТПП. Кроме того, были восстановлены соответствующие распределения пористости и УВП, несущие в себе информацию о структуре ТПП, а также морфологии ограничивающей его поверхности. Процедура корректировки ФР, основанная на минимизации свободной поверхностной энергии и сводящаяся к поиску минимума УВП при постоянном объеме, занимаемом фазами (пористости ϕ), позволила получить результаты, лучше согласующиеся с экспери-

ментальными данными. Полученный опыт применения предложенной методики интерпретации сигналов АЭ, зарегистрированных при нагружении образца бетона, позволит использовать ее в дальнейшем при изучении процессов разрушения в сходных по структуре материалах, таких как горные породы.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 14-27-00059).

Литература

- Алейников А.Л., Беликов В.Т., Немзоров Н.И., Троянов А.К. Интерпретация наблюдений сигналов акустической эмиссии на Уральской сверхглубокой скважине // Геология и геофизика. 1992. № 6. С. 118–126.
- Алейников А.Л., Беликов В.Т., Немзоров Н.И. Акустическая эмиссия в гетерогенных средах // Дефектоскопия. 1993. № 3. С. 31–36.
- Баранов В.М. Акустические измерения в ядерной энергетике. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
- Беликов В.Т. Моделирование процессов акустической эмиссии в твердом теле // Дефектоскопия. 2008. № 6. С. 77–84.
- Беликов В.Т. Восстановление структурных характеристик разрушающегося твердого тела по амплитудно-частотному спектру акустической эмиссии // Дефектоскопия. 2010. № 1. С. 56–63.
- Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. Использование амплитудно-частотного спектра акустической эмиссии для восстановления функции распределения трещин по размерам // Дефектоскопия. 2010. № 10. С. 26–33.
- Беликов В.Т., Рывкин Д.Г. Использование данных наблюдений акустической эмиссии для изучения структуры горных пород // Уральский геофизический вестник. 2014. № 1. С. 11–21.
- Виноградов С.Д. Акустические наблюдения процессов разрушения горных пород. М.: Наука, 1964. 84 с.
- Грешников В.А., Дробот Ю.Б. Акустическая эмиссия. М.: Издательство стандартов, 1976. 272 с.
- Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 568 с.
- Левин В.А., Морозов Е.М., Матвиенко Ю.Г. Избранные нелинейные задачи механики разрушения. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 408 с.
- Рыкунов Л.Н., Хаврошкин О.Б., Цыплаков В.В. Временные вариации высокочастотных сейсмических шумов // Физика Земли. 1979. № 11. С. 72–77.
- Соболев Г.А., Пономарев А.В. Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука, 2003. 270 с.
- Шендеров Е.Л. Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. 352 с.
- Keizer J. Erkenntnisse und Folgerungen aus der Messung von Geräuschen bei Zugbeanspruchung von metallischen Werkstoffen // Archiv für das Eisenhüttenwesen. 1953. No. 1/2. S. 43–45.
- Schiavi A., Niccolini G., Tarizzo P., Carpinteri A., Lacidogna G., Manuello A. Acoustic emissions at high and low frequencies during compression tests in brittle materials // Strain. 2011. V. 47 (Suppl. 2), P. 105–110.