

УДК 550.34+620.179

К ВОПРОСУ ОБ АНАЛИЗЕ СТАТИСТИКИ СОБЫТИЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ПО ДАННЫМ ОДИНОЧНОГО ДАТЧИКА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ТЕРМИЧЕСКИМ РАЗРУШЕНИЕМ ГОРНЫХ ПОРОД

© 2019 г. П.А. Казначеев¹, З.-Ю.Я. Майбук¹, А.В. Пономарев¹,
В.Б. Смирнов^{1,2}, Н.Б. Бондаренко^{1,2}

¹ *Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия*

² *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия*

Рассмотрена задача оценки наклона графика распределения событий термоакустической эмиссии (ТАЭ) по энергиям на основе данных о распределении её импульсов по амплитудам. События ТАЭ связываются с отдельными актами микроразрушений (прежде всего, образованием и развитием трещин); импульсы ТАЭ регистрируются одиночным датчиком акустической эмиссии. Проанализировано влияние на энергию импульсов факторов, связанных с распространением упругих волн. Показано, что из этих факторов наибольшее влияние на изменение энергии импульсов оказывает поглощение упругих волн в нагреваемом образце. Рассмотрены одно- и двухзвенный законы распределения событий ТАЭ. Показано, что одинаковый наклон графика (*b-value*) у регистрируемого распределения импульсов по амплитудам и исходного распределения событий наблюдается только в случае, когда значение *b-value* постоянно во всем диапазоне энергий событий ТАЭ (однозвенный закон). В такой ситуации действует один характерный механизм генерации событий во всем объеме образца. В случае разного значения *b-value* в различных диапазонах энергий (двухзвенный закон) затухание упругих волн в образце искажает исходное распределение. Предложена методика оценки “истинного” значения *b-value* на основе анализа распределения регистрируемых импульсов ТАЭ в нескольких поддиапазонах амплитуд.

Ключевые слова: термостимулированное разрушение горных пород, термоакустическая эмиссия, *b-value*, поглощение упругих волн.

Введение

Для регистрации акустической эмиссии (АЭ) при некоторых лабораторных исследованиях разрушения горных пород используют один или несколько датчиков, что недостаточно для локации и определения энергии событий АЭ. Под событиями акустической эмиссии мы понимаем отдельные акты микроразрушений – образование и развитие микротрещин, межзерновое проскальзывание, взрывы газожидких включений, перестройку кристаллической решетки и др., которые сопровождаются излучением энергии в виде генерации пакета упругих волн (импульса акустической эмиссии). Отметим, что сами понятия “события” и “импульса” акустической эмиссии однозначны только в случае ее дискретности, когда отдельные импульсы и события различимы в потоке импульсов и событий. Импульсы от событий акустической эмиссии через среду достигают регистрирующих их датчиков. При статистическом анализе параметров потока регистрируемых датчиками импульсов акустической эмиссии возникает вопрос о том, как оценивать наклон графика повторяемости (величина *b-value*¹) и другие статистические

¹ Название параметра, принятое в англоязычной литературе; далее в статье употребляется просто *b*.

параметры потока событий акустической эмиссии. При распространении упругих волн от событий АЭ происходит их расхождение, поглощение, преломление, переотражение и интерференция. Если в ходе эксперимента количественные характеристики этих процессов меняются, то меняются и параметры регистрируемого потока импульсов. Как показывают данные сквозного ультразвукового прозвучивания, поглощение упругих волн может возрастать на несколько порядков, особенно в ходе термостимулированных разрушений горных пород [Васин и др., 2006]. Поэтому правомочен вопрос о том, как эти процессы влияют на параметры регистрируемого потока импульсов акустической эмиссии.

В наших лабораторных экспериментах по изучению термостимулированных разрушений горных пород [Казначеев и др., 2017] используется одиночный датчик термоакустической эмиссии (ТАЭ) – датчик интегральной акустики (рис. 1).

Рис. 1. Лабораторная установка для исследования термоакустической эмиссии (разрез вдоль вертикальной оси)

1 – исследуемый цилиндрический образец горной породы; 2 – подставка; 3 – цилиндрический акустический волновод; 4 – корпус печи; 5 – датчик интегральной акустики; 6 – нагревательный элемент; 7 – условное изображение теплового излучения; 8 – прослойка из индия. Размеры установки приведены в мм

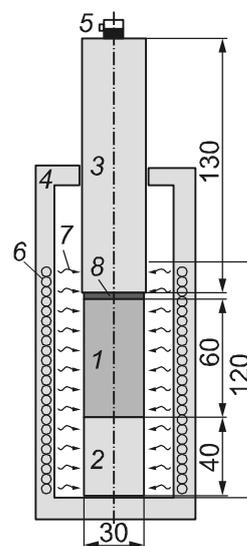


Fig. 1. The laboratory setup for thermoacoustic emission study: the cross-sectional view. 1 – test cylindrical rock specimen; 2 – support; 3 – cylindrical acoustic waveguide; 4 – furnace body; 5 – sensor of integral acoustic emission; 6 – heating element; 7 – schematic symbol of thermal radiation; 8 – layer of indium. Dimensions are given in millimeters

К торцу исследуемого образца цилиндрической формы через прослойку из индия приставлен цилиндрический акустический волновод, на другом конце которого расположен датчик ТАЭ. С помощью регистрирующей системы *A-Line 32D* определяются параметры импульсов ТАЭ – амплитуда, время нарастания, длительность и т.п., на основе которых может быть определена статистика потока импульсов – распределение их числа по амплитудам и пр. Распределение числа событий ТАЭ в образце по энергиям, безусловно, связано с распределением числа импульсов по амплитудам, но не может быть однозначно восстановлено с использованием одного датчика. Возникает задача оценки статистических параметров потока событий ТАЭ по данным о потоке импульсов ТАЭ, решение которой необходимо для анализа характера развития разрушения во времени (по параметру b и др.) и выявления различных механизмов генерации ТАЭ. Например, термоакустическая эмиссия может быть обусловлена как собственно температурой, так и её градиентом [Шкуратник, Вознесенский, Винников, 2015], что мы наблюдаем в вариациях активности ТАЭ [Казначеев и др., 2017]. Каждый из механизмов, возможно, имеет свой закон распределения событий по энергиям и, следовательно, свое значение параметра b .

При решении поставленной перед исследованиями задачи необходимо учесть исходный “истинный” закон распределения событий по энергиям; поглощение, расхождение, преломление и интерференцию упругих волн; направленность излучения энергии от событий ТАЭ.

Сначала был проведен теоретический анализ влияния на регистрируемое распределение импульсов ТАЭ вышеназванных факторов. Затем выявлены связанные с ними особенности распределения импульсов ТАЭ и предложена методика оценки статистических параметров потока событий ТАЭ.

Факторы, влияющие на характер распределения импульсов термоакустической эмиссии

Закон распределения событий по энергиям

Закон распределения событий акустической эмиссии по энергиям при разрушении горных пород может иметь разный характер, зависящий от типа развивающихся дефектов, их распределения по характерным размерам, от самого характера развития разрушений. Чаще всего рассматриваются степенное, экспоненциальное и гамма-распределения [Ponomarev et al., 1997; Веттегрень и др., 2005; Дамаскинская, 2018]. Первые два отличаются монотонно спадающим характером и имеют только два параметра, в силу чего широко используются для анализа статистики событий акустической эмиссии [Веттегрень и др., 2004; Damaskinskaya et al., 2017]. Их использование справедливо в том случае, когда при заданной лабораторной чувствительности регистрируются импульсы АЭ от сильных событий, составляющих хвост сложного распределения. Этот хвост также может быть представлен экспоненциальным или степенным законом.

Положим, что основной закон распределения событий акустической эмиссии по энергиям подобен степенному закону Гуттенберга–Рихтера для сейсмических событий [Ponomarev et al., 1997], который выглядит как

$$\lg N_E = a' - b \lg E, \quad (1)$$

где N_E – число событий с энергиями в интервале $[E, E+dE]$; a' и b – параметры аппроксимации. При регистрации акустического импульса определяется не энергия импульса, а его амплитуда. Каждому событию с энергией E можно приписать некоторую “истинную” амплитуду акустического импульса и принять

$$E = k_p A^2, \quad (2)$$

где k_p – коэффициент пропорциональности. Это справедливо только в предположении о малом изменении формы акустического импульса при распространении. Отметим, что в системах регистрации акустической эмиссии (типа *A-Line 32D*) энергия акустического импульса оценивается по разным алгоритмам, но в самом распространенном варианте она полагается пропорциональной квадрату максимальной амплитуды [AE Test, 2017]. Поэтому под A мы будем понимать максимальную амплитуду акустического импульса – и “истинную”, и зарегистрированную. В таком случае из (2) следует, что

$$\lg E = \lg k_p + 2 \lg A.$$

Далее будем выражать энергию и амплитуду в децибелах относительно 1 Дж и 1 мкВ соответственно:

$$E [\text{дБ}] = 10 \lg k_p + A [\text{дБ}]. \quad (3)$$

Объединяя (1) и (3), перейдем к закону распределения событий, выраженному для “истинных” амплитуд акустических импульсов в виде

$$\lg N_A = a - bA, \quad (4)$$

где N_A – число событий с амплитудами в интервале $[A, A+dA]$; значение a учитывает a' и $\lg k_p$.

Кроме вышеуказанного однозвенного закона распределения возможны другие, более сложные законы при действии различных механизмов генерации сейсмических событий [Okal, Romanowicz, 1994; Amitrano, 2012]. Усилия сейсмологов в настоящее время направлены на выяснение характера распределений на разных интервалах магнитуд [Pisarenko, Rodkin, 2017]. В простейшем случае представление сложных распределений сводится к кусочно-линейной аппроксимации законом вида (4).

Мы ограничимся рассмотрением случая, когда закон распределения аппроксимируется по (4) с разными параметрами для двух соседних диапазонов амплитуд (двухзвенный закон распределения):

$$\lg N_A = \begin{cases} a_{low} - b_{low} \cdot A, & \text{при } A \leq A_{пор.}, \\ a_{high} - b_{high} \cdot A, & \text{при } A \geq A_{пор.}, \end{cases} \quad (5)$$

где a_{low} , b_{low} , a_{high} , b_{high} – параметры аппроксимации для двух диапазонов амплитуд; $A_{пор.}$ – пороговая амплитуда, при которой происходит изменение закона распределения. Рассматриваемые варианты закона распределения изображены на рис. 2.

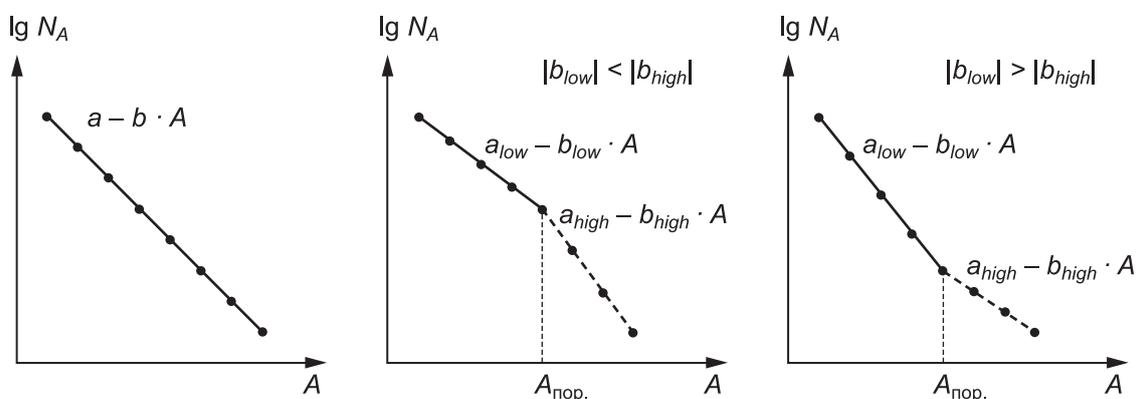


Рис. 2. Рассматриваемые варианты закона распределения событий акустической эмиссии: слева – однозвенный по (4), в центре и справа – два варианта двухзвенного по (5)

Fig. 2. The considered variants of AE-events energy distribution: the single describing function on (4) (left), and the piecewise continuous describing function from two sub-function on (5) (two versions – center and right)

Как было отмечено выше, при термостимулированных разрушениях сложный закон распределения может быть связан с инициацией ТАЭ температурой и ее градиентом. Кроме того, он может быть связан с неоднородностью распределения событий ТАЭ по объему образца в радиальном направлении, так как увеличение активности развития микроразрушений сначала происходит в его наружных слоях, поскольку они прогреваются раньше. Далее мы полагаем, что вдоль оси образца любые механизмы действуют однородно.

Затухание акустической волны по пути к приемнику

При распространении от источника акустическая волна расходится и теряет энергию за счет поглощения средой. Оценим влияние расхождения и поглощения, полагая, что все источники АЭ сосредоточены в образце, а не в волноводе и не в элементах устройства нагрева. Это подтверждают контрольные эксперименты без образца и корреляция активности ТАЭ с нагревом [Казначеев и др., 2017].

Для случая распространения в пространстве сферической акустической волны от события АЭ с энергией E можно определить плотность потока энергии волны p :

$$p = \frac{E_{ds}}{ds} = \frac{E}{4\pi r^2} = \frac{p_\Omega}{r^2}, \quad (6)$$

где $E_{ds} = Ed\Omega/4\pi$ – энергия, падающая на малую площадку ds в точке регистрации; $d\Omega = ds/r^2$ – телесный угол, под которым видна площадка ds из места события; r – расстояние от события АЭ до точки регистрации; $p_\Omega = E/4\pi$ – плотность потока энергии сферической волны в единицу телесного угла. Мы оперируем плотностью потока энергии p (размерностью Дж/м²) вместо интенсивности I (размерностью Вт/м² = Дж/(с·м²)), поскольку от события АЭ распространяется не монохроматическая акустическая волна, а волновой пакет – акустический импульс, энергия которого полагается пропорциональной квадрату максимальной амплитуды импульса A .

Энергия регистрируемого датчиком акустической эмиссии акустического импульса, обозначаемая как $E_{\text{ДАЭ}}$, равна:

$$E_{\text{ДАЭ}} = pS_{\text{ДАЭ}} \cos \varphi, \quad (7)$$

где $S_{\text{ДАЭ}} \approx \pi R_{\text{ДАЭ}}^2$ – эффективная площадь чувствительного элемента датчика АЭ (см. рис. 1) при радиусе чувствительного элемента используемого нами типичного датчика АЭ $R_{\text{ДАЭ}} \approx 0.0065$ м; φ – угол между нормалью к площадке $S_{\text{ДАЭ}}$ и направлением распространения волны. С учетом (6) получим

$$E_{\text{ДАЭ}} = \frac{p_\Omega}{r^2} \pi R_{\text{ДАЭ}}^2 \cos \varphi. \quad (8)$$

Определим энергию импульса с учётом её поглощения в образце и волноводе. В линейных моделях поглощения полагается, что поглощенная энергия прямо пропорциональна энергии волны. На расстоянии r по направлению своего распространения в поглощающей среде волна теряет энергию согласно формуле

$$p_B = p_A \cdot 10^{-Dr}, \quad (9)$$

где p_A и p_B – плотность потока энергии волны соответственно в точках A и B ; D – удельный коэффициент поглощения акустической энергии средой (размерность [1/м]). Для плоской волны под p_A и p_B следует понимать плотность потока энергии через единицу площади, для сферической – плотность потока энергии через единицу телесного угла. Для акустических систем неразрушающего контроля характерно выражение коэффициента поглощения k_{att} в дБ/м – $k_{\text{att}} = 10 \cdot D$. Исходя из того, что мы работаем в узком частотном диапазоне (150–500 кГц для *A-Line 32D* вместе с датчиком АЭ) и, предполагая, что спектральный состав акустических импульсов ТАЭ (масштаб микроразрушений) не изменяется сильно за время эксперимента, коэффициент поглощения будем считать частотно независимым.

Величина k_{att} зависит как от материала образца, так и от температуры. Результаты экспериментов, проведенных разными авторами, исследовавшими термостимулированные разрушения, однозначно демонстрируют изменение поглощающих свойств среды в процессе нагрева. Количественно оценить эти изменения можно, например, по результатам эксперимента, представленного в [Васин и др., 2006]. Авторы этой работы при медленном нагреве мрамора наблюдали уменьшение энергии упругих волн сквозного зондирования более чем в 25 раз за весь нагрев. База зондирования имела размер около 0.03 м, т.е. прирост поглощения составлял ~450 дБ/м. С учетом всего сказанного нами был принят диапазон удельного коэффициента поглощения материала образца k_{att} от 100 до 1000 дБ/м.

*Преломление, отражение, интерференция упругих волн
и направленность излучения от события акустической эмиссии*

Вынесенные в подзаголовок факторы существенны для оценки энергии импульса и требуют отдельного изучения. Учесть их влияние по данным одного датчика АЭ нельзя, но при большом отношении длины стержня к его диаметру (от 4–5 и более [Дейвис, 1961]) можно полагать, что волновая картина импульса АЭ в поперечном сечении стержня приближается к волновой картине распространения упругих волн в бесконечных стержнях. Отмеченное справедливо для нашего случая, поскольку отношение длины к диаметру только одного волновода >6 . Кроме того, мы полагаем энергию импульса пропорциональной квадрату его максимальной амплитуды, которая чаще всего соответствует одной из первых (1–5) полуволн. В таком случае можно пренебречь влиянием интерференции волн, так как начало импульса соответствует его головной части и не успевает исказиться интерференцией. Заметим, что определение направленности излучений даже источников Су-Нильсена, используемых для калибровки систем акустико-эмиссионного контроля, – тема отдельных исследований (см., например, [Марков, 2007; Сыч, 2016]). Поэтому предположим, что энергия импульса от событий разной направленности остается пропорциональной квадрату его максимальной амплитуды, а на его затухание влияет только расхождение и поглощение.

Оценка влияния факторов затухания

Полное выражение для энергии акустического импульса, регистрируемого датчиком ($E_{\text{ДАЭ}}$), и энергии события (E) с учетом расхождения (8) и поглощения (9) можно записать в виде:

$$E_{\text{ДАЭ}} = E \frac{\cos \varphi}{4\pi r^2} \cdot 10^{-D_s r_s} \cdot 10^{-D_g r_g} R_{\text{ДАЭ}}^2,$$

где D_s и D_g – удельные коэффициенты поглощения для материала образца и волновода; r_s и r_g – расстояния, проходимые импульсом в образце и волноводе; $r = r_s + r_g$ – расстояние от события до датчика АЭ. Представим отношение $E_{\text{ДАЭ}}$ к E в логарифмической записи при размерности [дБ] и выделим характерные составляющие

$$K_{\Sigma} = 10 \lg \frac{E_{\text{ДАЭ}}}{E} = -K_I(\varphi) - K_{II}(r) - K_{III}(r_s) - K_{IV}(r_g) + C_1, \quad (10)$$

$$K_I(\varphi) = 10 \lg \frac{1}{\cos \varphi}, \quad (11)$$

$$K_{II}(r) = 10 \lg(4r^2), \quad (12)$$

$$K_{III}(r_s) = k_{\text{att1}} r_s, \quad (13)$$

$$K_{IV}(r_g) = k_{\text{att2}} r_g, \quad (14)$$

где K_{Σ} – итоговый коэффициент “ослабления” энергии события; $K_I - K_{IV}$ – коэффициенты “ослабления” энергии события только из-за наклона между направлением распространения волны и осью образца (K_I), только из-за расхождения волны (K_{II}), только из-за поглощения волны в образце (K_{III}), только из-за поглощения волны в волноводе (K_{IV}); C_1 – константа, зависящая только от параметров датчика АЭ; k_{att1} и k_{att2} – удельные коэффициенты поглощения в материале образца и волновода соответственно.

Оценим разброс величин коэффициентов для разных положений события АЭ в образце, для чего выберем на схеме установки четыре характерные точки (рис. 3, цифры в кружках) и вычислим для них значения коэффициентов ослабления сигнала (таблица).

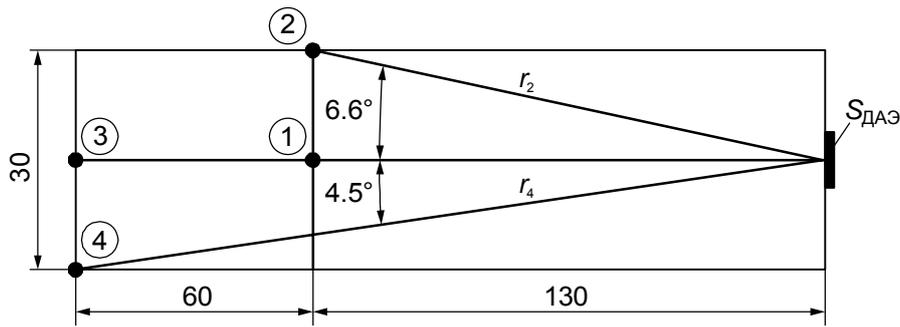


Рис. 3. Схема лабораторной установки (см. рис. 1), использованная для расчёта влияния расхождения и поглощения. Цифры в кружках – номера выбранных характерных точек; r – расстояние от события до датчика АЭ; $S_{\text{ДАЭ}}$ – эффективная площадь чувствительного элемента датчика АЭ. Размеры установки указаны в мм

Fig. 3. The scheme of the laboratory setup (see Fig. 1), used for calculation of the effect of elastic wave spreading and absorption. Numerals in circles are numbers of the selected characteristic points; r – distance from AE event to AE sensor; $S_{\text{ДАЭ}}$ – effective area of detector element of AE sensor. Dimensions are given in millimeters

Значения коэффициентов ослабления сигнала
для выбранных характерных точек 1–4

Точка	Расстояние от события до датчика АЭ r , м	Угол между осью установки и направлением на датчик АЭ φ , °	Коэффициент ослабления K , дБ			
			K_I	K_{II}	K_{III}	K_{IV}
1	0.130	0	0	-11.7	0	$0.13 \cdot k_{att2}$
2	0.129	6.58	0.029	-11.8	0	$0.13 \cdot k_{att2}$
3	0.190	0	0	-8.4	6–60	$0.13 \cdot k_{att2}$
4	0.189	4.51	0.013	-8.4	6–60	$0.13 \cdot k_{att2}$

Поскольку коэффициент K_I мал по сравнению с остальными коэффициентами, им можно пренебречь; K_{IV} практически одинаков для всех положений события. K_{II} варьирует от -11.8 до -8.4 дБ, т.е. суммарное изменение этого коэффициента составляет около 3.4 дБ. Отрицательное значение K_{II} связано с тем, что формально по (12) мы определяем ослабление волны из-за расхождения по сравнению с энергией волны на единичном расстоянии (т.е. при $r=1$ м). K_{III} меняется в диапазоне от 0 до 6–60 дБ, т.е. его суммарное изменение составляет 6–60 дБ и является определяющим для K_{Σ} . Более того, K_{II} тоже почти линейно зависит от расстояния r_s , проходимого волной в образце ($r_s < r_g/2 \approx \text{const} < 1$):

$$K_{II}(r) = 10 \lg(4r^2) = 20 \lg(2(r_s + r_g)) \propto r_s,$$

в связи с чем расхождение может быть учтено простой добавкой к k_{att1} – удельному коэффициенту поглощения в образце. В нашем случае (см. рис. 1) добавка к k_{att1} для линейной аппроксимации K_{II} составит около 60 дБ/м.

Таким образом, при анализе статистики для оценки затухания энергии акустического импульса в зависимости от расстояния r_s , проходимого импульсом в образце, можно руководствоваться формулой (13).

Распределение импульсов по амплитудам

Далее рассмотрим, как закон распределения событий АЭ по энергиям и затухание влияют на распределение импульсов по амплитудам. Для анализа будем использовать модель, реализация которой для однозвенного закона распределения событий по энергиям показана на рис. 4. Функция, описывающая $\lg N$, определялась в зависимости от двух переменных – расстояния z по оси образца от контакта образец–волновод до места события ($z=0$ м на контакте образец–волновод и $z=h=0.06$ м на дальнем от контакта торце образца) и регистрируемой амплитуды $A_{\text{рег.}}$ акустического импульса ($A_{\text{рег.}}$ задана в дБ в диапазоне от A_{min} до A_{max}). По оси $\lg N$ верхнего и нижнего ограничений нет, так как при расчете определяется нормированное значение N , но для наглядности в точке пересечения осей можно считать $\lg N=0$ (т.е. $N=1$).

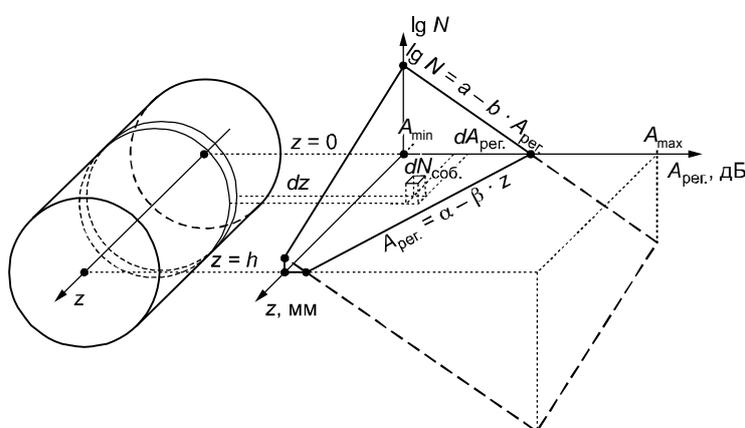


Рис. 4. Модель для определения закона распределения импульсов по амплитудам. Пояснения см. в тексте

Fig. 4. The model for determining the amplitude distribution of AE-impulses. See text for explanations

Зависимость $\lg N$ от $A_{\text{рег.}}$ в плоскости $z=0$ определяется выбранным исходным законом распределения событий по энергиям и, соответственно, по “истинным” амплитудам A , так как при $z=0$ затухания в образце нет. Зависимость $A_{\text{рег.}}$ от z в плоскости $\lg N=0$ определяется законом затухания амплитуды события. В наглядном представлении она определяет максимальную амплитуду события, меньше которой события будут зарегистрированы ($N \geq 1$) в соответствии с (13):

$$A_{\text{рег.}} = \alpha - \beta z, \tag{15}$$

где $\alpha=A$ – “истинная” амплитуда события; β – удельный коэффициент затухания.

Разобьем весь образец вдоль оси на тонкие слои dz , а диапазон амплитуд $[A_{\text{min}}, A_{\text{max}}]$ – на элементарные интервалы $dA_{\text{рег.}}$. В каждой рассматриваемой “ячейке” число событий $dN_{\text{cob.}}$, которые будут зарегистрированы датчиком, определяется функцией $f(A_{\text{рег.}}, z)$, описывающей плотность распределения событий в зависимости от $A_{\text{рег.}}$, z , закона распределения и затухания. Для однозвенного закона распределения из (4) и (15) имеем

$$f(A_{\text{рег.}}, z) = 10^{a - bA_{\text{рег.}} - \beta z}. \tag{16}$$

Для нахождения числа регистрируемых импульсов с амплитудами $[A_{\text{рег.}}, A_{\text{рег.}} + dA_{\text{рег.}}]$ необходимо определить число событий, дающих импульсы заданных амплитуд во всем объеме образца. Это осуществляется интегрированием для каждого

$dA_{\text{пер.}}$ при заданном $A_{\text{пер.}}$ по всем dz от $z=0$ до $z=h$. Тогда количество зарегистрированных импульсов dN в этом слое амплитуд $dA_{\text{пер.}}$ определяется как

$$dN = dA_{\text{пер.}} \int_0^h f(A_{\text{пер.}}, z) dz . \quad (17)$$

Закон распределения импульсов по амплитудам будем искать в виде, нормированном к максимальному dN , которое, очевидно, достигается при A_{min} . В таком случае относительное число импульсов n с текущей регистрируемой амплитудой A_i определяется как

$$n = \frac{dN_{A_i}}{dN_{A_{\text{min}}}} = \frac{dA_{\text{пер.}} \int_0^h f(A_i, z) dz}{dA_{\text{пер.}} \int_0^h f(A_{\text{min}}, z) dz} . \quad (18)$$

Опуская промежуточные выкладки, для однозвенного закона распределения получаем

$$n = 10^{-b(A_i - A_{\text{min}})} ; \quad (19)$$

для двухзвенного закона формульное представление более громоздко, поэтому запишем

$$n = n(A_i, A_{\text{min}}, A_{\text{пор}}, \beta, b_{\text{low}}, b_{\text{high}}) . \quad (20)$$

Таким образом, при однозвенном законе распределения исходных событий по энергиям согласно (19) затухание не влияет на распределение импульсов по амплитудам. Для двухзвенного закона зависимость сложнее, и в определенном интервале амплитуд влияние затухания явно имеет место быть (рис. 5).

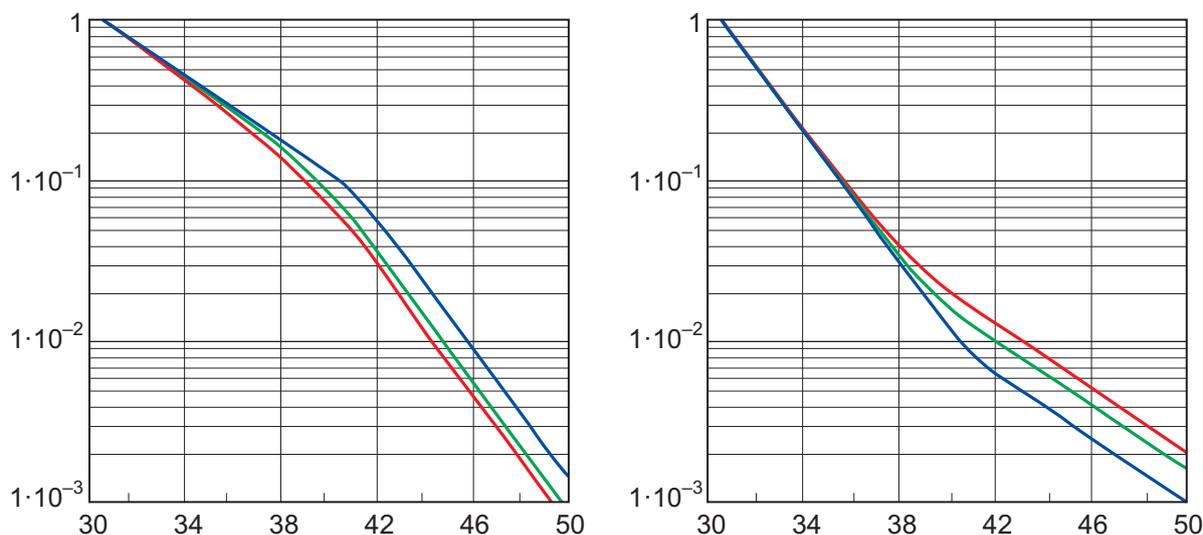


Рис. 5. Пример распределения относительного числа импульсов по амплитудам при двухзвенном законе распределения событий по энергиям при $b_{\text{low}} < b_{\text{high}}$ (слева) и $b_{\text{low}} > b_{\text{high}}$ (справа). Пороговая амплитуда 41 дБ (см. рис. 2). Синяя кривая – без затухания (0 дБ/м); зеленая – затухание 100 дБ/м, красная – 1000 дБ/м. Каждая из кривых нормирована к своему максимальному значению

Fig. 5. An example of distribution of relative number of AE-impulses by amplitudes, for law of AE-events energy distribution described piecewise function: for $b_{\text{low}} < b_{\text{high}}$ (left) and for $b_{\text{low}} > b_{\text{high}}$ (right), the threshold amplitude for sub-functions is 41 dB (see Fig. 2). Blue, green and red curves are given for the attenuation of 0, 100 and 1000 dB/m, respectively. Each of the curves is normalized to its maximum value

Затухание заметно искажает картину по сравнению с “истинным” распределением; при этом визуально теряется сам двухзвенный характер распределения и не определяется пороговая амплитуда. Искажение происходит уже при относительно небольшом затухании порядка 100 дБ/м. В то же время существуют поддиапазоны малых и больших амплитуд, в которых наклон графика распределения импульсов близок к исходному наклону графика распределения событий.

В связи с отмеченным была предложена экспериментальная методика анализа распределения импульсов, позволяющая судить о распределении событий. Чтобы различить одно- и двухзвенные законы, можно отдельно определять наклон графиков повторяемости импульсов минимум в двух соседних поддиапазонах амплитуд. В примере, приводимом выше на рис. 5, такими поддиапазонами являются 36–41 и 41–46 дБ, в которых уже при небольшом затухании может быть заметна разница между наклонами кривых, из чего следует вывод о более сложном, чем однозвенный, характере распределения событий по энергиям.

Отсутствие разницы наклонов говорит либо об однозвенном законе распределения, либо о том, что поддиапазоны выбраны в стороне от пороговой амплитуды в двухзвенном законе. В таком случае необходимо определять наклон на более широком диапазоне амплитуд.

Предложенная методика может применяться как в скользящем временном окне, так и для отдельных характерных этапов экспериментов, предполагающих действие тех или иных механизмов генерации событий. Для корректной оценки наклона требуется контролируемое достаточное число импульсов с максимальной анализируемой амплитудой.

В настоящее время авторы опробуют рассмотренную методику для интерпретации нескольких десятков экспериментов по исследованию термостимулированного разрушения горных пород. Результаты этого опробования будут представлены в будущих публикациях.

Выводы

В работе рассмотрена задача оценки параметра b распределения событий термоакустической эмиссии по энергиям на основе данных о распределении ее импульсов по амплитудам.

Приведена схема лабораторной установки для исследования термостимулированного разрушения горных пород с регистрацией импульсов ТАЭ одиночным датчиком. Проанализировано влияние на энергию импульсов факторов, связанных с распространением упругих волн. Показано, что наибольшее влияние оказывает поглощение упругих волн в нагреваемом образце; расхождение волн может быть учтено линейной добавкой к удельному коэффициенту поглощения; остальными факторами при определенных допущениях можно пренебречь.

Рассмотрены одно- и двухзвенный законы распределения событий ТАЭ. Теоретически показано, что одинаковое значение b у регистрируемого распределения импульсов по амплитудам и исходного распределения событий наблюдается только в случае однозвенного закона, когда b постоянно во всем диапазоне энергий событий ТАЭ. В такой ситуации можно предположить, что во всем объеме образца преобладает один характерный механизм генерации событий или, что для выяснения вопроса о механизмах АЭ кроме распределения импульсов по амплитудам потребуется привлечение других данных. В случае разных значений b в диапазоне энергий (двухзвенный закон) затухание упругих волн в образце искажает исходное распределение.

Предложена методика анализа распределения регистрируемых импульсов ТАЭ в нескольких поддиапазонах амплитуд, позволяющая понять характер закона распределения событий, установив, является он однозвенным или более сложным, а также оценить “истинную” величину параметра *b-value*.

Благодарности

Работа выполнена в рамках Госзадания № 0144-2014-0096 “Физика переходных и триггерных процессов в сейсмичности: лабораторное моделирование, полевые наблюдения, петрофизический анализ”.

Литература

- Васин Р.Н., Никитин А.Н., Локаичек Т., Рудаев В. Акустическая эмиссия квазиизотропных образцов горных пород, инициированная температурными градиентами // Физика Земли. 2006. № 10. С.26–35.
- Веттегрень В.И., Куксенко В.С., Томилин Н.Г., Крючков М.А. Статистика микротрещин в гетерогенных материалах (граниты) // Физика твердого тела. 2004. Т. 46, вып. 10. С.1793–1796.
- Веттегрень В.И., Башкарев А.Я., Морозов Г.И., Лебедев А.А., Нефедьев Е.Ю., Крючков М.А. Влияние структурных границ раздела на статистику коррозионных микротрещин // Физика твердого тела. 2005. Т. 47, вып. 10. С.1796–1798.
- Дамаскинская Е.Е., Пантелеев И.А., Гафурова Д.Р., Фролов Д.И. Структура деформируемого гетерогенного материала по данным акустической эмиссии и рентгеновской микротомографии // Физика твердого тела. 2018. Т. 60, вып. 7. С.1353–1357.
- Дейвис Р.М. Волны напряжений в твердых телах. М.: Изд-во ин. лит., 1961. 104 с.
- Казначеев П.А., Майбук З.-Ю.Я., Пономарев А.В., Смирнов В.Б., Бондаренко Н.Б. Лабораторное исследование термостимулированных разрушений горных пород // Триггерные эффекты в геосистемах (Москва, 6–9 июня 2017 г.): Материалы IV Всеросс. конф. с междунар. участием / Под ред. В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. М.: ГЕОС, 2017. С.163–171.
- Марков Е.А. Оценка информативности структуры сигналов акустической эмиссии от образования микротрещин в тонкостенных объектах: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МИ-СиС, 2007. 24 с.
- Сыч Т.В. Совершенствование технологии акустико-эмиссионного контроля на основе конечно-элементного анализа акустического тракта: дис. ... канд. техн. наук. Новосибирск: ФГБОУ ВПО СГУПС, 2016. 149 с.
- Шкуратник В.Л., Вознесенский А.С., Винников В.А. Термостимулированная акустическая эмиссия в геоматериалах. М.: Изд-во “Горная книга”, 2015. 241 с.
- AE Test. Сайт о акустико-эмиссионном методе контроля, пакете AE Workbench // Комаров А. – Электрон. дан. 2017. URL: <http://www.aetest.ru>.
- Amitrano D. Variability in the power-law distributions of rupture events. How and why does b-value change // Eur. Phys. J. Special Topics. 2012. V. 205. P.199–215.
- Damaskinskaya E.E., Panteleev I.A., Kadomtsev A.G., Naimark O.B. Effect of the state of internal boundaries on granite fracture nature under quasi-static compression // Physics of the Solid State. 2017. V. 59, N 5. P.944–954.
- Okal E.A., Romanowicz B. On the variation of b-values with earthquake size // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 1994. V. 87. P.55–76.
- Pisarenko V.F., Rodkin M.V. The estimation of probability of extreme events for small samples // Pure Appl. Geophys. 2017. V. 174. P.1547–1560.
- Ponomarev A.V., Zavyalov A.D., Smirnov V.B., Lockner D.A. Physical modeling of the formation and evolution of seismically active fault zones // Tectonophysics. 1997. V. 277. P.57–81.

Сведения об авторах

КАЗНАЧЕЕВ Павел Александрович – кандидат технических наук, старший научный сотрудник, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123242, Москва, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1. Тел.: +7(499) 254-23-40. E-mail: p_a_k@mail.ru

МАЙБУК Зиновий-Юрий Ярославович – старший научный сотрудник, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123242, Москва, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1. Тел.: +7(499) 254-23-40. E-mail: rim@ifz.ru

ПОНОМАРЕВ Александр Вениаминович – доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123242, Москва, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1. Тел.: +7(499) 254-88-41. E-mail: avp@ifz.ru

СМИРНОВ Владимир Борисович – доктор физико-математических наук, доцент, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова. 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, д. 1. Тел.: +7(095) 939-38-48. E-mail: vs60@mail.ru

БОНДАРЕНКО Никита Борисович – студент, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова. 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, д. 1. Тел.: +7(095) 939-38-48. E-mail: nb.bondarenko@physics.msu.ru

ON THE ISSUE OF ANALYSIS OF ACOUSTIC EMISSION EVENT STATISTIC ON DATA OF SINGLE SENSOR IN ROCK THERMAL FRACTURE EXPERIMENTS

P.A. Kaznacheev¹, Z.-Yu.Ya. Maibuk¹, A.V. Ponomarev¹,
V.B. Smirnov^{1,2}, N.B. Bondarenko^{1,2}

¹ *Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

² *Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

Abstract. Authors examine the problem of estimation of b-value for energy distribution of thermal acoustic emission (TAE) events on basis of amplitude distribution of TAE impulses. Impulses are registered by single TAE sensor. Authors have analyzed the effect of factors, associated with elastic waves propagation, on the energy of impulses. The analysis shows, that effect of elastic waves absorption in heated sample is the most significant from these factors. Two events of energy distribution are considered – with one and two sub-functions. It has shown, that the same b-value of registered impulse amplitude distribution and initial event distribution is observed if only b-value is stable in all TAE-event energy range (one sub-function). In this situation, there is one characteristic generation mechanism of events in all sample volume. But if b-value is not stable in different energy ranges (two sub-functions), then elastic waves absorption in the sample distorts initial distribution. Authors propose technique of “true” b-value estimation on basis of distribution analysis of registered TAE impulses in several amplitude subranges.

Keywords: thermally stimulated rock failure, thermoacoustic emission, b-value, absorption of elastic waves.

References

AE Test. Site about acoustic emission control method and package AE Workbench. Komarov A. 2017. URL: <http://www.aetest.ru>.

- Amitrano D. Variability in the power-law distributions of rupture events, How and why does b-value change. *Eur. Phys. J. Special Topics*, 2012, vol. 205, pp. 199-215.
- Damaskinskaya E.E., Panteleev I.A., Kadomtsev A.G., Naimark O.B. Effect of the state of internal boundaries on granite fracture nature under quasi-static compression, *Physics of the Solid State*, 2017, vol. 59, iss. 5, pp. 944-954.
- Damaskinskaya E.E., Panteleev I.A., Gafurova D.R., Frolov D.I. Structure of a deformed inhomogeneous material on the data of acoustic emission and X-ray computer microtomography, *Phys. Solid State*, 2018, vol. 60, iss. 7, pp. 1363-1367.
- Davies R.M. Stress waves in solids. Cambridge University Press, 1961.
- Kaznacheev P.A., Majbuk Z.-Yu.Ya., Ponomarev A.V., Smirnov V.B., Bondarenko N.B. The laboratory study of thermally stimulated failure of rocks, in *Triggernye efekty v geosistemakh: materialy IV Vserossijskoj konferentsii s mezhdunarodnym uchastiem*. (Trigger effects in geosystems: Materials of IV all-russian conference with international participation), Moscow: GEOS, 2017, pp. 163-171.
- Markov E.A. Evaluation of informativeness of structure of acoustic emission signals from microcracks in thin-walled objects: PhD thesis. Moscow, MISIS, 2007.
- Okal E.A., Romanowicz B. On the variation of b-values with earthquake size, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 1994, vol. 87, pp. 55-76.
- Pisarenko V.F., Rodkin M.V. The estimation of probability of extreme events for small samples, *Pure Appl. Geophys*, 2017, vol. 174, pp. 1547-1560.
- Ponomarev A.V., Zavyalov A.D., Smirnov V.B., Lockner D.A. Physical modeling of the formation and evolution of seismically active fault zones, *Tectonophysics*, 1997, vol. 277, pp. 57-81.
- Shkuratnik V.L., Voznesenskij A.S., Vinnikov V.A., *Termostimulirovannaya akusticheskaya emissiya v geomaterialakh* (Thermally stimulated acoustic emission in geomaterials), Moscow: Gornaya kniga, 2015.
- Sych T.V. Improvement of acoustic emission control technology based on finite element analysis of acoustic path: PhD thesis. Novosibirsk, STU, 2016.
- Vasin R.N., Nikitin A.N., Lokajicek T., Rudaev V. Acoustic emission of quasi-isotropic rock samples initiated by temperature gradients. *Izv. Phys. Solid Earth*, 2006, vol. 42, no. 10, pp. 815-823.
- Vettegren V.I., Bashkarev A.Y., Morozov G.I., Lebedev A.A., Nefed'ev E.Yu., Kryuchkov M.A. Influence of structural interfaces on the statistics of corrosion microcracks, *Phys. Solid State*, 2005, vol. 47, iss. 10, pp. 1869-1871.
- Vettegren, V.I., Kuksenko, V.S., Tomilin, N.G., Kryuchkov M.A. Statistics of microcracks in heterogeneous materials (granites), *Phys. Solid State*, 2004, vol. 46, iss. 10, pp. 1854-1858.