УДК 667,64:678.02

В.В. Марасанов, А.А. Шарко

Херсонский национальный технический университет НАНОСТРУКТУРНЫЕ МОДЕЛИ ИНИЦИИРОВАНИЯ СИГНАЛОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

Изучены причинно-следственные связи образования сигналов акустической эмиссии (АЭ) при деформации материалов. Рассмотрены модели описания дискретной среды образования дефектов микроструктуры и линейноупругого континуума при распространении сигналов АЭ. Получено дисперсионное соотношение для волн, распространяющихся в линейной цепочке атомов, позволяющее использовать аналитический аппарат дискретных структур в теории сплошной среды. Выполнены расчеты предельной частоты упругих волн и нижней частоты дисперсионной кривой для железа в отсутствии затухания. Обоснована и доказана верификация гипотез сплошности, однородности и изотропности среды, инициирующей сигналы АЭ, малости деформаций, линейной зависимости между деформациями и напряжениями. Результаты работы могут быть использованы для прогнозирования структурных состояний поликристаллических и композиционных материалов на уровне атомных взаимодействий и повреждений, регистрируемых методом АЭ.

Ключевые слова: структура, наноразмерные объекты, акустическая эмиссия, модели, дискретизация.

В.В. Марасанов, А.О. Шарко НАНОСТРУКТУРНІ МОДЕЛІ ІНІЦІЮВАННЯ СИГНАЛІВ АКУСТИЧНОЇ ЕМІСІЇ

Вивчено причинно-наслідкові зв'язки виникання сигналів акустичної емісії (АЕ) при деформації матеріалів. Розглянуто моделі опису дискретного середовища утворення дефектів мікроструктури і лінійно-пружного континууму при поширенні сигналу АЕ. Отримано дисперсійне співвідношення для хвиль, що поширюються в лінійному ланцюжку атомів, що дозволяє використовувати аналітичний апарат дискретних структур у теорії суцільного середовища. Виконано розрахунки граничної частоти пружних хвиль і нижньої частоти дисперсійної кривої для заліза в відсутності загасання. Обґрунтовано і доведено верифікація гіпотез сплощності, однорідності і ізотропності середовища, що ініціює сигнали АЕ, малості деформацій, лінійної залежності між деформаціями і напруженнями. Результати можуть бути використані для прогнозування структурних станів полікристалічних і композиційних матеріалів на рівні атомних взаємодій і пошкоджень, що реєструються методом АЕ.

Ключові слова: структура, нанорозмірні об'єкти, акустична емісія, моделі, дискретизація.

V.V. Marasanov, A.A. Sharko NANOSTRUCTURED MODELS OF INITIATION SIGNALS **ACOUSTIC EMISSION**

Studied the causal relationships education acoustic emission (AE) signals at the material deformation. The models describe the discrete medium education microstructure defects and linear elastic continuum in the propagation of AE signal. The dispersion relation for waves propagating in a linear chain of atoms, allowing the use of an analytical unit of discrete structures in the continuum theory. Calculations limit frequency elastic waves and lower frequency dispersion curve for iron in the absence of decay. Substantiated and proven verification sploschnosti hypothesis, homogeneous and isotropic medium, initiating signals AE, small deformations, linear relationship between strains and stresses. The results can be used to predict the structural states and polycrystalline composite materials at the atomic interactions and damage detected by AE. Keywords: structure, nano-sized objects, acoustic emission, models, sampling.

Постановка проблемы. Метод акустической эмиссии (АЭ) позволяет в реальном масштабе времени проводить исследования кинетики объёмной структурной перестройки на различных стадиях деформации материалов. В материалах, которые находятся в состоянии далеком от равновесия, происходит самоорганизация и эволюция диссипативных структур, развивающихся в строгой иерархической последовательности. Если деформационное поведение материала на макроуровне можно описать на основе кривых напряжения и деформаций, то эволюцию дефектной структуры, определяющей инициирование сигналов АЭ на атомном уровне, в виде соответствующих моделей можно описать только по изменению структуры и свойств наноразмерных объектов.

Анализ последних достижений и публикаций. Дискретные модели взаимодействия частиц на уровне атомных структур кристаллической решетки дают хорошие качественные результаты лишь при описании поведения кристаллов и зерен материалов, однако, количественное их использование для изучения деформаций, образования трещин сопряжено с рядом математических трудностей [1-3]. В континуальных моделях сплошной среды масса взаимодействующих частиц сосредоточена в элементе объема и представляется их плотностью

[4-6]. Однако их использование не позволяет учитывать микроструктуру реальных материалов и процессов, вызывающих инициирование сигналов АЭ [7,8].

Постановка заданий. Целью работы является изучение вопросов применимости аппарата описания дискретных свойств наноразмерных объектов к континуальным моделям среды, инициирующей сигналы АЭ.

Изложения основного материала. В процессе установления связи между эволюцией дефектной структуры с кинетикой накопления напряжений, регистрируемых методом АЭ, осуществляется верификация следующих гипотез:

-гипотеза сплошности, в которой предполагается, что материал полностью заполняет занимаемый им объем;

-гипотеза об однородности и изотропности среды, в которой предполагается, что свойства материала одинаковы во всех направлениях;

-гипотеза о малости деформаций вызванных нарушениями структуры материалакоторая предполагает, что деформации малы по сравнению с размерами деформируемого тела;

-гипотеза о линейной зависимости между деформациями и напряжениями, в которой предполагается, что для большинства материалов справедлив закон Гука, устанавливающий прямо пропорциональную зависимость между деформациями и нагрузками.

Структура материала при нагружении может быть представлена как сложная система, обладающая свойствами нелинейности, неравновесности и необратимости.

Математический формализм описания среды, инициирующей сигналы АЭ, требует привлечения механики сплошных сред на основе описания деформаций и напряжений, вызванных нарушениями структуры материала.

Механические напряжения, определяемые структурными изменениями материала, в математической теории упругости выражаются через силу, приложенную к единичному кубу со сторонами*a*, *b*, *c*. У такой приложенной силы имеются три компоненты: две параллельные поверхности основания F_x , F_y и одна F_z перпендикулярная ей. Соотношение приложенной силы к единице площади представляет собой напряжение, обозначается буквой T и в общем случае выражается через тензор напряжений.

$$T = \begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} & T_{zx} \\ T_{yx} & T_{yy} & T_{yz} \\ T_{zx} & T_{zy} & T_{zz} \end{bmatrix}$$
(1)

Смещение представляет собой векторu, который имеет три компоненты u_x , u_y , u_z . Деформация S описывается тензором с девятью компонентами. Пример формы записи компонент деформаций S_{xx} и S_{xy} представлен в виде уравнений

$$S_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x}; \quad S_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)$$
 (2)

Компоненты S_{xz} , S_{yx} , S_{yy} , S_{yz} , S_{zx} , S_{zy} , S_{zz} определяются аналогично.

Графическое объяснение тензора деформации может быть выполнено следующим образом Пусть точка, находящаяся на расстоянии гот начала координат под действием механического напряжения смещается в положение *r* + *u* (*puc.1*).



Рис. 1. - Графическое представление изменения деформации материала.

© В.В. Марасанов, А.А. Шарко

Предложим, что расстояние между точками $r + \delta r$ равно*l*. После смещения величина *l* становится равной *l*'.

$$l^{2} = (\delta r)^{2} = (\delta x_{1})^{2} + (\delta x_{2})^{2} + (\delta x_{3})^{2}$$
(3)

$$l'^{2} = (\delta r + \delta u)^{2} = l^{2} + 2\delta u \delta r + (\delta u)^{2}$$
(4)

Это будет мерой деформации материала.

В общем виде компоненты тензора деформации S_i определяются как

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$
(5)

Тензорные обозначения требуют двойного суммирования по трем независимым индексам *i*, *j*, *k* и записывается в виде матричного соотношения

$$S = \begin{bmatrix} S_{xx} & S_{xy} & S_{xz} \\ S_{yx} & S_{yy} & S_{yz} \\ S_{zx} & S_{zy} & S_{zz} \end{bmatrix}$$
(6)

Диагональные компоненты тензора деформаций связаны с продольной, а не диагональные - со сдвиговой деформацией.

В случае малых напряжений напряжения пропорциональны деформациям. Связь (1) с (6) дается уравнением:

$$T = CS \tag{7}$$

где С- упругие постоянные материала.

При малых смещениях уравнение колебательного движения имеет вид:

$$\rho_{m_0} \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_i}$$
(8)

где ρm_0 – плотность материала.

Простейшая одномерная модель дискретной нелокальной микроструктуры может быть представлена в виде неограниченной линейной цепочки точечных масс, соединенных упругими связями (*puc.2*)[1].



Рис. 2. - Модель дискретной однородной структуры

Силовые константы, определяющие свойства такой дискретной модели, являются параметрами упругих связей. Разрушение проявляется в том, что при некотором критическом напряжении жесткость связей внезапно уменьшается. От фронта разрушения уходит энергии, заключенная в упругом предвестнике инициирования сигналов АЭ. Феноменологически, вместо энергетических критериев прочности можно применять силовые.

Эффективные характеристики связей могут быть найдены из потенциала взаимодействия атомов. В связи с этим целесообразно применить аналитический аппарат, который позволяет в рамках единого формализма рассматривать дискретные и непрерывные модели.

Потенциальная энергия такой цепочки является функционалом от поля смещений *u*(*n*).

$$\Phi = \Phi_0 + \sum_n \Phi(n)u(n) + \frac{1}{2}\sum_{n,n'} \Phi(n,n')u(n)u(n') + \frac{1}{3!}\sum_{n,n',n''} \Phi(n,n',n'')u(n)u(n')u(n') + \dots$$
(9)

Где Φ_0 – энергия линейной цепочки в равновесном состоянии,

n, n', n" – номера взаимодействующих частиц.

Два первых члена отбрасываются, т.к. разложение производится около положения равновесия, четвертый и последующие слагаемое представляют ангармоническую модель и также исключаются из рассмотрения. Параметры модели $\Phi(n,n')$ являются силовыми константами.

Для двух частиц*n* и n' значение потенциальной энергии Φ равно:

$$\Phi = \frac{1}{2} \sum_{n,n'} \Phi(n,n') u(n) u(n')$$
(10)

Для смещений *u*(*n*,*t*), зависящих от времени, кинетическая энергия такой цепочки точечных масс:

$$T = \frac{m}{2} \sum_{n} \dot{u}^2(n,t) \tag{11}$$

Разность кинетической энергии Tи потенциальной энергии Φ определяет функцию Лагранжа*L*. Если же на частицы среды действуют внешние силы q(n,t), то функция Лагранжа в гармоническом приближении выражает собой закон сохранения энергии и приобретает вид:

$$L = \frac{m}{2} \sum_{n} \dot{u}^{2}(n,t) - \frac{1}{2} \sum_{n,n'} \Phi(n,n') u(n,t) u(n',t) + \sum_{n} q(n,t) u(n,t)$$
(12)

В этом уравнении не учитывается расположение внешних сил, что является теоретическим обоснованием гипотезы о малости деформаций при возникновении сигналов акустической эмиссии.

Уравнение Лагранжа в общем виде записывается как:

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{u}} - \frac{\partial L}{\partial u} = 0 \tag{13}$$

Если функция Лагранжа любой механической системы известна, то можно определить уравнение движения.

С учетом функции Лагранжа уравнение колебательного движения частиц, инициирующих возникновение сигналов АЭ, в линейной цепочке принимает вид:

$$m\ddot{u}(n,t) + \sum_{n'} \Phi(n,n')u(n',t) = q(n,t)$$
(14)

Отсюда просматривается физический смысл силовых констант $\Phi(n,n')$. Если частица с координатой n' получает единичное статическое смещение, а смещения остальных частиц равны нулю, то внешняя силаq(n,t), приложенная в точке n и компенсирующая реакцию упругой связи, равна $\Phi(n,n')$. Она и будет характеристикой взаимодействия между атомами.

Для однозначного определения $\Phi(n,n')$ необходимо выполнение симметрии $\Phi(n,n') = \Phi(n',n)$ или при парных взаимодействиях частицы *n* с ближайшими соседями слева и справа воднородной цепочки атомов $\Phi(n + n') = \Phi(n' - n)$. С учетом этого уравнение колебательного движения может быть записано в форме конечных разностей:

$$m\ddot{u}(n,t) - \sum_{n'} \Psi(n') \left[u(n-n',t) - u(n',t) \right] = q(n,t)$$
(15)

Задание функции одного аргумента $\Phi(n)$ определяет упругие связи в однородной линейной цепочке.

$$\Phi(n) = \Phi(-n) \tag{16}$$

В реальных механических системах дальнодействие ограничено затуханием в среде [1].

$$\Phi(n) = -\Psi(n) \quad n \neq 0 \tag{17}$$

$$\Phi(0) = \sum \Psi(n) \tag{18}$$

При этом в линейных системах энергия представляет собой квадратичную функцию. С учетом того, что энергия пружины, соединяющей частицы n и n', делится между ними поровну средняя энергия, приходящаяся на частицу в точке n, определяется как энергия пружины с жесткостью Ψ , соединяющей частицы n и n':

$$W(n) = \frac{1}{4} \sum_{n'} \Psi(n - n') [u(n) - u(n')]^2$$
⁽¹⁹⁾

Величина *W*(*n*) инвариантна относительно трансляции, т.е. формула, остается справедливой для следующих ячеек без ее изменений.

Одним из преимуществ такого подхода является возможность сопоставления рассмотрения структуры и свойств наноразмерных объектов с их физической интерпретацией.

© В.В. Марасанов, А.А. Шарко

В силу дискретной природы вещества дискретны и происходящие в них физические процессы. Кажущаяся непрерывность любого процесса является фактом усреднения большого числа дискретных событий. Большое количество элементарных событий, образующих их потоки, может привести к макроскопическим явлениям, сопровождающим изменением энергетического состояния тела. Часть высвобождающейся энергии излучается в виде упругих волн акустической эмиссии. Возможный механизм образования внутренних напряжений в материалах при воздействии внешних нагрузок может быть описан с помощью эволюционных представлений теории дислокаций. Дислокации образуются в местах, где энергия активации, необходимая для их образования понижается вследствие концентрации напряжений.

При деформации металла расстояние между атомами под действием внешних сил изменяется, линии и плоскости, проходящие через атомы, искривляются, за счёт чего искажается кристаллическая решетка. При устранении внешних сил атомы вновь занимают свои места в кристаллической решетке и материал полностью заполняет занимаемый им объем, что следует из принятой гипотезы сплошности.

Энергия, требуемая для образования дислокаций, длиной в одно межатомное расстояние, равна энергии, необходимой для образования в решетке одного вакантного места. В отсутствии других дислокаций или дефектов она будет перемещаться. Поэтому необходим переход от рассмотрения колебаний атомов в дискретной структуре к совокупности распространяющихся волн.

Любое локальное нарушение равновесия среды создает распространяющееся в ней возмущение, однако, сами колебания атомов в кристаллической решетке не инициируют распространяющуюся волну. Для этого необходимы внешние возмущения, вызванные изменениями структуры, движением дислокаций, фазовыми превращениями и т.д. С этих позиций представляет интерес рассмотрение свободных колебаний в неограниченной среде.

Влияние структуры среды на динамику разрушения проявляется при исследовании простейшей модели одномерной цепочки, состоящей из взаимодействующих частиц, расположенных на одной прямой (*puc.3*).



Рис.3.- Распространение продольного возмущения в цепочке атомов.

Пусть частицы, с точечными массами *m*, имеют равновесные координаты *na*, где *a*расстояние между частицами. Рассматриваемую линейную цепочку будем считать однородной, т.е. такой, в которой можно выделить периодически повторяющуюся ячейку. Характерными свойствами такой нелокальной модели являются ее дискретная структура и силы дальнодействия[9].

Будем считать существенными только взаимодействия соседних атомов, т.е. учитывать короткодействующие силы. Обозначим через *u_n* смещение атома *n*с координатой *x_n*.

Пусть одна из частиц, расположенная в начале координат, совершает синусоидальное колебание по закону:

$$u_0 = A e^{i\omega t} \tag{20}$$

Где *А* – амплитуда колебаний, *ω*– круговая частота.

Смещение $u_n = Ae^{i(\omega t - kxn)}$ соответствует продольной волне, распространяющейся с фазовой скоростью V_0 :

© В.В. Марасанов, А.А. Шарко

$$V_0 = \frac{\omega}{k} \tag{21}$$

где $k = 2\pi / \lambda$ – волновой вектор,

λ– длина волны.

Уравнение движения атома *n* с массой *M* имеет вид [1].

$$M \frac{\partial^2 u_n}{\partial t^2} = \beta (u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n)$$
⁽²²⁾

где *М*-масса атома,

 β – силовая константа.

Выражения для смещения каждого атома выглядят в отсутствии затухания следующим образом:

$$u_{n} = A e^{i(\omega t + \varphi_{n})} \tag{23}$$

$$u_{n-1} = A e^{i(\omega t + \varphi_{n-1})}$$
(24)

$$u_{n+1} = Ae^{i(\omega t + \varphi_{n+1})}$$
(25)

где *φ* – фаза колебаний.

С учетом того, что в равновесии атомы расположены на равных расстояниях и разность фаз Допостоянна вдоль цепочки имеем:

$$\Delta \varphi = -ka \tag{26}$$

Подставив (26) в (22), получим дисперсионное соотношение для продольных волн, распространяющихся в линейной цепочке атомов:

$$M\omega^2 = 4\beta \sin^2 \frac{ka}{2} \tag{27}$$

или

$$\omega = 2\sqrt{\frac{\beta}{M}} \left| \sin \frac{ka}{2} \right| \tag{28}$$

Отсюда следует, что ω является четной периодической функцией аргумента *a*, определенной в диапазоне $(-\pi/a, +\pi/a)$. Когда длина волны оказывается одного порядка с межатомным расстоянием *a*, в среде наблюдается дисперсия. Так как $|\sin ka/2| < 1$,частота упругих волн оказывается ограниченной частотой ω_0 (*puc.4*).



Рис.4. - Дисперсионные зависимости для продольной волны

Выше ω_0 наблюдается сильная дисперсия, проявляющаяся в отклонении графика от линейной зависимости. В области частот ниже частоты ω_0 дисперсия отсутствует и частота ω зависит только от волнового числа k. Такую цепочку можно рассматривать как однородную и упругую.

В твердом теле равновесные положения атомов фиксированы. Для очень малых длин волн, сравнимых с межатомным расстоянием, среду, в которой распространяется волна уже нельзя рассматривать как непрерывную. Поэтому в среде существует предел для частоты упругих волн, определяющих границу дискретных преобразований структуры и непрерывных распространений сигналов АЭ.

Как следует из (*puc.4*) максимальное значение частоты достигается при $|k| = \pi / a$, т.е. при $\lambda = 2a$. При этом:

$$\omega^2 = \omega_{\max}^2 = \frac{4\beta}{M}$$
(29)

Получен интересный результат. В дискретной среде волны с длиной меньшей 2*a* распространяться не могут.

Для малых значений волновых чисел, когда $k\lambda \leq 1$ дисперсионная зависимость представляет собой прямую линию, наклон которой определяет скорость распространения упругих волн низких частот. При наличии дисперсии скорость ультразвуковых колебаний увеличивается с ростом частоты.

Высокочастотные короткие волны вследствии инерции масс частиц распространяются медленнее, чем длинные низкочастотные. Если период акустической волны мал, и следовательно является высокой ее частота, внутренние силы, удерживающие атом в кристалле, становятся малыми и становятся слабыми силовые константы $\Phi(n,n')$. Таким образом дисперсионные кривые $\omega = \omega(k)$ определяют структуру атомных связей.

Как следует из рассмотрения (*puc.4*) для каждой частоты, меньшей частоты отсечки $\omega_0 = 2(\beta / M)^{0.5}$, могут распространятся две продольные волны в противоположных направлениях характеризуемые равными по знаку волновыми числами.

Кроме методологических принципов подтверждения высказанных гипотез необходимы и некоторые расчетные операции обработки имеющихся экспериментальных данных. Когда длина волны оказывается одного порядка с межатомными расстояниема, в среде возникает дисперсия частот. Частота упругих волн, которые могут распространятся в кристаллической решетке, ограничивается значением:

$$f_0 = \frac{V_0}{\pi a} \tag{30}$$

Скорость распространения упругих волн в твердых телах V0 заключается в пределах от 3000 м/с до 6000 м/с и для железа составляет 5850 м/с [10]. Для железа 1 грамм-моль атома равен 56 г. Исходя из этого, в одном грамм-моле вещества содержится 6.02 10^{23} частиц. Это значит, что 6.02 10^{23} атомов железа имеют массу 56 г. Отсюда масса атома железа M равна 56 / 6.02 $10^{23} = 9.3 \ 10^{-23} \ г.$

Расстояние между атомами железа вычисляли по формуле

$$a = \sqrt[3]{\frac{M}{N_a \rho}} \tag{31}$$

где *N_a* – число Авогадро,

 $\rho = 7800 \text{ кг/м}^3$ – плотность железа [10].

Отсюда величина $a = 2.5 \ 10^{-10}$ м.

С учетом этого предельная частота кристаллической решетки f_0 равна 780 ГГц. Полученное значение гораздо больше тех частот, на которых обнаруживаются сигналы АЭ: т.е. от нескольких КГц до нескольких МГц [11]. Таким образом, среда, в которой распространяются упругие волны АЭ, инициируемые возникающими и развивающимися дефектами, может рассматриваться как сплошная среда без дисперсии. Это является еще одним подтверждением гипотезы о сплощности среды.

Применимость одномерной упругой модели ограничивается областью, в которой дисперсионную кривую можно аппроксимировать прямой. Для такой области фазовая скорость, определяющая скорость распространения фазы волны $v_f = kx - \omega t$ и групповая скорость v_g , характеризующая скорость распространения волнового пакета совпадают. Модель с нелинейной зависимостью $\omega(k)$, характеризуемая пространственной дисперсией, может быть распространена лишь на кристаллическую решетку. Следовательно, величина дисперсии является тем частотным пределом, который определяет применимость аппарата описания дискретных свойств наноразмерных объектов к континуальным моделям структуры среды инициирующей возникновение сигналов АЭ.

Предложенная модель линейно — упругого континуума простой структуры с нелокальным расположением частиц может быть использована для сравнения с экспериментальными данными и прогнозирования структурных состояний поликристаллических и композиционных материалов на уровне атомных взаимодействий и повреждений.

Выводы

Проведенный анализ эволюции структурных преобразований при возникновении напряжений в упругой среде позволил установить, что в гармоническом приближении уравнение движения дислокаций, инициирующих возникновение сигналов АЭ, является линейным. Все смещения частиц будут продольными, а структура материала однородной, т.е. свойства материала будут одинаковы во всех направлениях.

Изучение дисперсионных соотношений при распространении продольных возмущений в цепочке атомов в отсутствии затухания показало, что все атомы колеблются с одинаковой частотой, принимающей максимальное значение при $|k| = \pi/a$. В дискретной среде волны с длиной волны меньшей 2*a* распространятся, не могут.

Вычисления показали, что для железа предельная частота упругих волн, равна 780 ГГц, в то время как нижняя граница частоты дисперсионной кривой равна 1,250 ГГц, что гораздо больше и тех частот, на которых обнаруживаются сигналы АЭ от нескольких КГц до нескольких МГц. Длина волны для этих частот изменяются от мкм до мм, что гораздо больше межатомного расстояния. Поэтому среда, в которой распространяются упругие волны, инициируемые развивающимися дефектами может считаться сплошной.

Рассмотренная одномерная дискретно-континуальная модель микроструктуры в виде неограниченной линейной цепочки точечных масс, соединённых упругими связями, позволяет получить уравнения их движения и определить силовые константы на основании уравнения Лагранжа. Модель можно использовать, если деформации распространяются достаточно медленно, в масштабах радиуса взаимодействия и размеров ячейки, чтобы перемещения осуществились не только по координатам, но и во времени.

Представленный формализм преобразований, вызванных напряжениями в структуре материалов, в непрерывную аналитическую функцию позволяет соединить близко и дальнодействие возмущающих воздействий, что может быть использовано при формировании требований к чувствительности датчиков АЭ.

Литература

1. Кунин И.А. Теория упругих сред с микроструктурой. Нелокальная теория упругости. – М.: Наука 1982. – 424с.

2. Marasanov V. Mathematical Models for Interrelation of Characteristics of the Developing Defects with Parameters of Acoustic Emission Signals/ V. Marasanov, A. Sharko//International Fronter Science Letters, 2016. – V.10. – P.37-44

3. Carpinteri A. Structural damage diagnosis and lifetime assessment by acoustic emission monitoring / A. Carpinteri, G. Lacidogna, N. Pugno // Engineering Fracture Mechanics, 2007.– №74.– P.273-289.

4. LymarenkoY.A. Mathematical modeling of acoustic emission process. /Y.A. Lymarenko, A.D. Shamprovskij // Technical Diagnostics and Non-Destructive Testing,2003. – №1. –P.30-33.

5. VinikovV.A. Theoretical models of acoustic emission in rocks / V.A. Vinikov, A.S. Voznisenskij, K.B. Ustinov, V.L. Shkuratin // Journal of Applied Mechanics and Theoretical Physics, $2010. - N_{21} - P.100-105$.

6. Санчес-Паленсия Э. Неоднородные среды и теория колебаний М.: Мир, 1984. –472с.

7. Лисина С.А. Континуальные иструктурно-феноменологические модели в механике сред с микроструктурой // Автореф. дис. канд. физ-мат. наук / Нижний Новгород 2009.– 20с.

8. Емельянов А.Н. Эффективные характеристики в моментной теории упругости. // Автореф. дис. канд. физ-мат. наук / МГУ им. М.В. Ломоносова 2016. – 156с.

9. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов пер. с франц. М.: Наука 1982. - 424с.

10. Физические величины. Справочник. Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232с.

11. MarasanovV.V. Analysis of mechanisms origin acoustic evission signals at dynamic ladening of solids / V.V. Marasanov, A.A. Sharko, V.V. Kobersky //Vistnyk of Kherson National Technical University, 2016. – N_{2} . – P.60-65.

Стаття надійшла до редакції 08.02.2017