

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЕГО РЕЗУЛЬТАТОВ В ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ**

© Улитко А.В., 2009

**Розглянуто питання моделювання процесів акустичної емісії, що супроводжують роботу вузлів електротехнічного устаткування. За результатами аналізу побудованих моделей запропоновано нові діагностичні ознаки, що ґрунтуються на використанні пуассонівського спектра стрибків, що входять в характеристичну функцію, яка описує досліджуваний акустоемісійний сигнал.**

**This paper deals with modeling of the acoustic emission signal. Based on the results of the models analyses it is offered the new diagnostic characteristic. This characteristics are based on the Poisson jump spectrum and appear in characteristic function describing the acoustic emission signal.**

Одним из способов повышения надежности и определения остаточного ресурса электротехнического оборудования является использование методов и средств технической диагностики. Среди наиболее перспективных методов для решения данных задач можно отдельно выделить акустико-эмиссионную диагностику. Метод акустической эмиссии (АЭ) основан на регистрации упругих волн, возникающих в материале твердого тела при его нагружении, либо структурных изменениях внутри этого материала. В этом случае в качестве информационного сигнала, характеризующего степень нагрузки, приложенной к диагностируемому узлу электротехнического оборудования (ЭО), используется сигнал АЭ. Данный метод базируется на использовании статистических моделей, поскольку процесс АЭ носит случайный характер по своей природе [1, 2, 5].

Вопросы, связанные с созданием математических моделей процесса АЭ, их исследованием и обоснованием диагностических признаков, т.е. информативных параметров процесса АЭ, которые характеризуют техническое состояние диагностируемого узла, подробно рассмотрены в работах [2, 4, 5]. Результаты исследования этих моделей позволили теоретически обосновать возможные диагностические признаки, статистические оценки которых необходимо измерять при проведении диагностики ЭО [6]. Поскольку не всегда представляется возможным измерить процесс акустической эмиссии ввиду сложной геометрии конструкций, размещения датчиков их крепления, можно использовать результаты моделирования процесса АЭ. Для построения моделей таких процессов можно воспользоваться элементами теории линейных случайных процессов (ЛСП), которые довольно детально описаны в работах [3, 4].

Целью настоящей работы является исследование вопросов, связанных моделированием сигнала АЭ и практического применения результатов этого моделирования в информационно-измерительных системах (ИИС) акустоемиссионной диагностики. По результатам моделирования этого сигнала исследованы его новые характеристики, полученные по так называемой функции скачков и позволяющие учитывать резонансные свойства, а также характеристики затухания среды, где происходит возникновение и распространение АЭ сигнала.

Используя процесс АЭ в качестве информационного сигнала, фиксируется процесс на выходе датчика, расположенного непосредственно на диагностируемом узле. Однако при диагностировании узлов ЭО часто представляет интерес результата решения обратной задачи, позволяющей учитывать вероятностные характеристики первичных импульсов АЭ, возникающих в некоторой области среды диагностируемого узла. Решить данную задачу можно с использованием класса ЛСП.

При моделировании процесса АЭ необходимо учитывать ряд факторов и следующих предпосылок:

1. В диагностируемом узле, находящемся под воздействием нагрузки образуется большое количество микродефектов структуры материала, приводящих в итоге к появлению макроскопических трещин. При этом предполагается условие независимости как места возникновения дефекта, так и его момента. Усреднённая амплитуда импульса АЭ от  $n$  дислокаций принимает вид

$$A = \frac{\rho_0}{n} = \frac{1}{n} \sum_{j=0}^{n-1} \exp\left(-\frac{\lambda j}{n}\right). \quad (1)$$

В последнем выражении  $\rho_0$  рассматривается как амплитуда суммарного импульса АЭ. Интенсивность процесса АЭ определяется соотношением

$$\lambda = \frac{n \Delta t}{T_k} \quad (2)$$

где  $T_k$  – длительность акта АЭ;  $\Delta t = \tau_j - \tau_{j-1}$ ;  $\tau_j$  – момент излучения  $j$  – го импульса АЭ.

2. Появление каждого из микродефектов сопровождается излучением импульса энергии, последовательность которых образует некоторый импульсный поток. Время появления и амплитуда каждого импульса в этом потоке – случайны.

3. Исследуемый сигнал АЭ рассматривается как суперпозиция отклика на выходе системы, состоящей из двух звеньев: тело диагностируемого узла – датчик АЭ. Предполагается, что на эту систему воздействует импульсный поток АЭ, который возникает непосредственно в теле диагностируемого объекта при его нагружении. Кроме того, делается предположение о линейности звеньев рассматриваемой системы.

4. Отдельные элементарные импульсы АЭ, образуемые при переходе каждой дислокации в материале, стохастически независимы, т.е. выполняется предположение, что величина и характер импульса, появившегося на интервале  $\Delta t_2 = t_3 - t_2$ ,  $t_3 > t_2$ , не зависит от величины и характера импульса, возникающего на интервале  $\Delta t = t_1 - t_0$ ,  $t_2 > t_1 > t_0$ .

5. За малый промежуток времени  $(\tau, \tau + \Delta\tau)$  вероятность появления импульса составляет  $\lambda \Delta\tau + o(\Delta\tau)$ , где  $\lambda$  – некоторая постоянная, а  $o(\Delta\tau)$  – вероятность появления более чем одного импульса.

6. Случайная функция  $\tilde{\varphi}(\tau, t)$ , описывающая отдельный импульс удовлетворяет условию  $\tilde{\varphi} = \rho_\tau \varphi(\tau, t)$ , где  $\varphi(\tau, t)$  – неслучайная функция, удовлетворяющая условию физической реализуемости  $\varphi(\tau, t) \equiv 0$  при  $t < \tau$ ,  $\tau \in [0, \infty)$ ; коэффициент  $\rho_\tau$  – случайная стационарная функция  $\tau$  с заданной функцией распределения  $F(x)$ , имеющая конечную дисперсию.

Исходя из сделанных предположений, можно считать, что элементарные импульсы имеют характеристики, изменяющиеся неслучайным образом, а их множители  $\rho_\tau$  являются случайными и стационарными во времени.

Предположения 5 достаточно для вывода о том, что за время  $\tau$  вероятность появления ровно  $k$  импульсов может быть определена по следующему соотношению

$$P(\tau) = \frac{(\lambda \tau)^k}{k!} e^{-\lambda \tau}, \quad \text{при } \tau > 0,$$

где  $\lambda$  – интенсивность появления импульсов АЭ.

Рассмотрим более подробно математическую сторону этого вопроса. При этом будем исходить о линейности диагностируемого узла. В настоящей работе линейный подход не абсолютизируется, и применяется только при построении первичной модели измеряемых сигналов (вибрации, акустическая эмиссия и т. д.), которая при необходимости допускает использование и нелинейных операторов.

При построении математической модели процесса АЭ с использованием ЛСП [3, 4] в качестве исходного удобно использовать процесс с независимыми приращениями [4], который можно представить

последовательностью случайных независимых импульсов  $\Delta\eta(\tau_j) = \eta(\tau_{j+1}) - \eta(\tau_j)$ ,  $j = 1, 2, \dots$ , возникающих в случайные моменты времени  $\tau_j$ . Приращения процесса  $\eta(\tau)$  можно рассматривать как импульсы, воздействующие на линейную систему с импульсной переходной функцией  $\varphi(\tau, t)$ . При этом воздействие и отклик линейной системы с импульсной переходной функцией  $\varphi(\tau, t)$  в произвольный момент времени  $t$

$$\begin{aligned} \eta(t) &= \sum_{0 \leq \tau_j \leq t} \Delta\eta(\tau_j), \\ x(t) &= \sum_{0 \leq \tau_j \leq t} \varphi(\tau_j, t) \Delta\eta(\tau_j). \end{aligned} \quad (3)$$

При  $\Delta\tau_j = \tau_{j+1} - \tau_j \rightarrow 0$  сумма в (3) может быть заменена интегралом

$$x(t) = \int_0^t \varphi(\tau, t) d\eta(\tau) \quad (4)$$

полагая, что в пределе (3) сходится к (4) в среднем квадратическом.

С учётом [3–5] и сделанных предположений, для построения модели процесса АЭ в качестве исходного (так называемого, порождающего процесса) воспользуемся моделью обобщённого пуассоновского процесса [5].

Пусть  $\pi_1(\tau)$  – обобщённый пуассоновский процесс с независимыми приращениями, заданный на интервале времени  $-\infty < \tau < \infty$  при условии, что  $P[\pi_1(0) = 0] = 1$ . Считаем, что для процесса выполняется условие независимости приращений на непересекающихся интервалах времени  $(\tau_1, \tau_2)$  и  $(\tau_3, \tau_4)$ , т.е. при  $\tau_1 < \tau_2 \leq \tau_3 < \tau_4$  величины  $\pi_1(\tau_2) - \pi_1(\tau_1)$  и  $\pi_1(\tau_4) - \pi_1(\tau_3)$  взаимно независимы. За время от  $\tau$  до  $\tau + \Delta\tau$  приращение этого процесса равно сумме скачков за этот период  $\pi_1(\tau + \Delta\tau) - \pi_1(\tau) = \sum_{\tau_k \in (\tau, \tau + \Delta\tau)} \rho_{\tau_k}$ .

Таким образом, с учётом сделанных предположений процесс АЭ в точке размещения датчика для фиксированного момента  $t$  можно представить в виде

$$\xi(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \rho_{\tau_k} \varphi(\tau_k, t). \quad (5)$$

Используя обобщённый пуассоновский процесс  $\pi_1(\tau)$ , записываем (5) в виде

$$\xi(t) = \int_{-\infty}^t \varphi(\tau, t) d\pi_1(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\tau, t) d\pi_1(\tau), \quad (6)$$

так как  $\varphi(\tau, t) \equiv 0$  при  $t < \tau$ .

Выражение (6) представляет собой ЛСП в случае, когда в качестве порождающего выступает обобщённый пуассоновский процесс  $\{\pi_1(\tau), \tau \in (-\infty, \infty)\}$ . Здесь порождающий процесс задаётся в форме обобщённой производной  $\pi'_1(\tau)$ , которая известна в приложениях как белый шум. Если ядро  $\varphi(\tau, t)$  интерпретировать как импульсную переходную функцию некоторой линейной системы, то процесс  $\xi(t)$  в (6) представляет собой отклик этой системы на воздействие белого шума  $\pi'_1(\tau)$ . Модель (6) относится к числу конструктивных, поскольку каждый из входящих в неё элементов имеет вполне определённый физический смысл.

Важным свойством ЛСП является безграничная делимость их характеристической функции (ХФ). Будучи функционалами от стохастически непрерывных случайных процессов с независимыми приращениями, ЛСП имеют безгранично делимые распределения и характеризуются, в соответствии с каноническими формами представления ХФ этих распределений [3–5], спектрами скачков. Известны три формы канонического представления [3, 4] ХФ, которые в литературе называют формами Леви, Леви – Хинчина и Колмогорова (последняя применяется только для гильбертовых случайных процессов). Все упомянутые формы канонического представления взаимосвязаны между собой и применение какой-либо из них определяется условиями конкретной

задачи. В дальнейшем воспользуемся представлением ХФ в форме Колмогорова, которая более удобна при решении практических задач. В этом случае одномерная ХФ для ЛСП может быть записана так

$$f_{\xi}(u, t) = Me^{iu\xi(t)} = \exp \left\{ im_{\xi} u \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\tau, t) d\tau + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [e^{iux\varphi(\tau, t)} - 1 - iux\varphi(\tau, t)] \frac{dK_{\xi}(x)}{x^2} d\tau \right\}, \quad (7)$$

где  $m_{\xi}$  – математическое ожидание процесса  $\xi(t)$ , а функция  $K_{\xi}(x)$  – пуассоновский спектр скачков в форме Колмогорова.

Следуя [5], для порождающего процесса  $\{\pi_1(\tau), \pi_1(0) = 0, \tau \in R\}$  ХФ может быть представлена в виде

$$f(u, t) = \exp \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (e^{iux\varphi(\tau, t)} - 1) dF_1(x) d\lambda(\tau) \right\}, x \in R \quad (8)$$

где  $F_1(x)$  – функция распределения приращений порождающего процесса  $\pi'(\tau)$ ;  $\lambda(t)$  непрерывная неубывающая функция, значение которой в момент  $t$  равно математическому ожиданию количества скачков процесса  $\pi'(\tau)$  на интервале  $[0, t)$ , являющаяся параметром распределения Пуассона.

Известные свойства характеристической функции позволяют производить полный вероятностный анализ линейной модели: находить семиинварианты, функцию и плотность распределения. Смешанные семиинварианты процесса  $\xi(t)$   $n$  – го порядка в моменты времени  $t_1, \dots, t_n \in R$  определяются следующим образом

$$k_n \{ \xi(t_1), \dots, \xi(t_n) \} = \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{k=1}^n \varphi(t_k, \tau) dk_{\pi n}(\tau),$$

где  $dk_{\pi n}(\tau)$  – кумулянтная мера скачков обобщенного пуассоновского процесса  $\pi_1(\tau)$ ,

Исходя из (8) с учетом (6) можно определить математическое ожидание и дисперсию процесса  $\xi(t)$

$$M\xi(t) = k_1 \{ \xi(t) \} = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t, \tau) d\lambda(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} x dF_1(x),$$

$$D\xi(t) = k_2 \{ \xi(t) \} = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^2(t, \tau) d\lambda(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} x^2 dF_1(x).$$

Для проведения дальнейших выкладок будем полагать, что распределение скачков не зависит от момента их возникновения. С учётом [5], функцию скачков для процесса (6) можно записать следующим образом

$$K_{\xi}(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^2(\tau, t) k \left( \frac{x}{\varphi(\tau, t)}, \tau \right) d\lambda(\tau). \quad (9)$$

Введём обозначение  $y = \frac{x}{\varphi(\tau, t)}$ ,  $y \in R$ . Тогда для подынтегральной функции в (11) можно записать

$$k(y, \tau) = \int_{-\infty}^y z^2 dF(z, \tau).$$

При этом функция  $\varphi(\tau, t)$  может быть тождественно равна нулю на любом интервале из  $R$ . Таким образом, выражение (9) позволяет исследовать спектры скачков ЛСП в зависимости от вида ядра интегрального представления (6) и характеристик порождающего процесса.

Как показано в [5], с учётом физических особенностей объекта диагностики и пьезоэлектрического преобразователя (датчика АЭ), устанавливаемого на этом объекте, при их исследовании может быть использована функция  $\varphi(\tau, t)$  следующего вида

$$\varphi(\tau, t) \equiv \varphi(s) = \gamma \cdot e^{-\beta s} \sin(\theta s) U(s), \quad (10)$$

$$s = t - \tau, \quad s \in R$$

В выражении (10)  $\gamma, \beta, \theta$  – положительные действительные постоянные,  $\gamma = (\beta^2 + \theta^2) / \theta$  – нормирующий множитель. При решении прикладных задач [3, 5, 6] процессы (6) с ядрами (10) получили название RLC – шумов.

В качестве примера рассмотрим определение функции скачков RLC – шума, для формирования которого в качестве порождающего используется однородный обобщённый пуассоновский процесс. Указанный процесс задаётся следующей плотностью распределения скачков

$$p(z) = \begin{cases} b \cdot e^{-bz}, & z > 0, \\ 0, & z \leq 0, \end{cases}$$

с интенсивностью  $\lambda(t) = \lambda|\tau|$

В условиях примера

$$k(y, \tau) = \int_{-\infty}^y z^2 p(z) dz = \begin{cases} \frac{2}{b^2} - e^{-by} \left( y^2 - \frac{2y}{b} + \frac{2}{b^2} \right), & y \geq 0, \\ 0, & y < 0. \end{cases}$$

Подставив последнее выражение в (11) и обозначив  $\Phi(s) = \frac{\varphi(s)}{b}$ , получим

$$K_{\xi}(x) = \begin{cases} \mathbf{D}\xi(t) - \lambda \int_{s:\Phi(s) \geq 0} \Phi(x, s) ds, & x \geq 0; \\ \lambda \int_{s:\Phi(s) < 0} \Phi(x, s) ds, & x < 0, \end{cases} \quad (11)$$

где

$$\Phi(x, s) = e^{-\frac{x}{\Phi(s)}} \left[ (x + \Phi(s))^2 + \Phi^2(s) \right]$$

Остановимся на рассмотрении характера спектра скачков (9) при изменении параметров ядра  $(\beta, \theta)$  и порождающего процесса  $(b, \lambda)$ . На рис. 1 и 2 изображены зависимости функций  $K_{\xi}(x)$ , построенные для трёх различных значений  $\beta$  и  $\theta$ . Значения остальных параметров, входящих в (11) были фиксированы.

Анализируя построенные зависимости, характеризующие функцию скачков  $K_{\xi}(x)$ , можно отметить следующее.

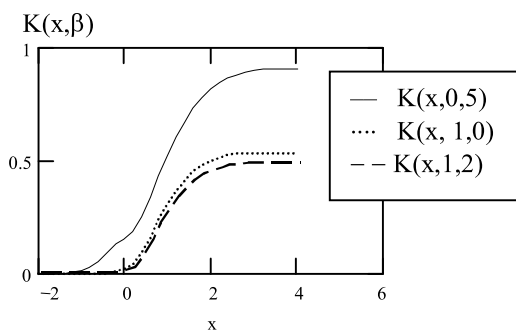


Рис. 1. Зависимости функций  $K_{\xi}(x)$ , построенные для трёх различных значений  $\beta$

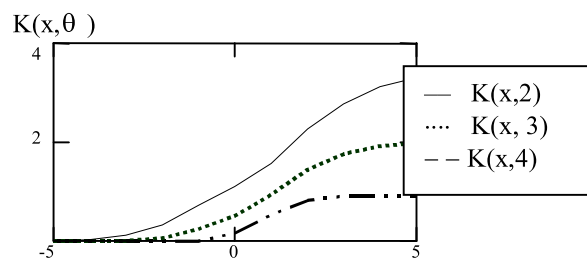


Рис. 2. Зависимости функций  $K_{\xi}(x)$ , построенные для трёх различных значений  $\theta$

При моделировании пуассоновского процесса необходимо прежде всего определить функцию распределения скачков и интенсивность  $\lambda$ .

На рис. 1 и 2 изображено множество функций  $K(x)$ , вычисленных для нескольких значений одного из упомянутых параметров при фиксированных других. Характер полученных кривых позволяет констатировать следующее.

1. Увеличение коэффициента затухания  $\beta$  (напомним, что диапазон его изменения его значений –  $0 < \beta \leq \theta$ ) приводит к уменьшению мощности процесса и уменьшения количества и величины отрицательных скачков в спектре (рис. 1). При  $\beta = \theta$  отрицательные скачки отсутствуют, так как  $\varphi(s)$  затухнет быстрее, чем успеет пересечь ось абсцисс.

2. Увеличение частоты  $\theta$  ( $\theta \geq \beta$ ) приводит к увеличению мощности процесса и возрастанию количества и величины скачков в спектре (рис. 2). Это объясняется увеличением количества осцилляций функции  $\varphi(s)$  до ее затухания.

3. С увеличением параметра  $b$  распределения скачков порождающего процесса, приводящее к уменьшению вероятности скачков больших значений, мощность RLC -шума уменьшается.

4. Изменение интенсивности  $\lambda$  скачков порождающего процесса не влияет на структуру спектра скачков, прямо пропорционально изменяя лишь вклад этих скачков в общую мощность процесса.

Таким образом, мы видим, что изменение любого из параметров ядра  $\varphi(s)$  или порождающего процесса находит отражение в спектре скачков АЭ, что свидетельствует про информативность данной характеристики процесса. Иными словами результаты моделирования функции скачков  $K_{\xi}(x)$  позволяют учитывать резонансные свойства (параметр  $\theta$ ) и характеристики затухания (параметр  $\beta$ ) среды возникновения и распространения импульсов АЭ, что особенно важно при проведении диагностических измерений с помощью ИИС АЭ диагностики.

1 Андрейкив А.Е., Лысак Н.В., Метод акустической эмиссии в исследованиях процессов разрушения. – К.: Наук. думка, 1989. – 176 с. 2. Бабак В.П., Филоненко С.Ф. Математические модели оценки и прогнозирования состояния изделий методом акустической эмиссии // Радиоэлектроника и информатика. – 2000. – № 2. – С. 62–68. 3. Марченко Б.Г., Мыслович М.В. Вибродиагностика подшипниковых узлов электрических машин. – К.: Наук. думка, 1992. – 195 с. 4. Марченко Б.Г., Щербак Л.Н. Линейные случайные процессы и их приложения. – К.: Наук. думка, 1975. – 143 с. 5. Мыслович М.В., Улитко А.В. Модели усталостных дефектов в узлах электро-технического оборудования и их использование при создании акустико-эмиссионных информационно-измерительных систем диагностики. – Техн. електродинаміка. Тематичний випуск. Проблеми сучасної електротехніки. Ч. 4. – 2002. – С. 114–119. 6. Мыслович М.В., Улитко А.В. Обоснование диагностических признаков для использования акустико-эмиссионных систем диагностики авиационного оборудования // Матеріали V Міжнар. наук.-техн. конф. “АВІА 2003” Ч. 1: Інформаційно-діагностичні системи. – К.. Вид-во НАУ, 2003. – С. 11.91–11.94.