

Природа акустической эмиссии при деформационных процессах в металлических материалах

А.Ю. Виноградов^{1,2}, Д.Л. Мерсон¹

¹НИИ Прогрессивных технологий, Тольяттинский государственный университет
ул. Белорусская, 14, г. Тольятти, 445020, Россия
E-mail: d.merson@tltsu.ru

²Norwegian University of Science and Technology – NTNU, Richard Birkelandsvei 2B, N-7491 Trondheim – NOR

Статья поступила в редакцию 18 апреля 2018 г., опубликована онлайн 26 июля 2018 г.

В пионерских работах В. Нацика и его коллег, выполненных в 60–80-х годах прошлого столетия, был заложен теоретический фундамент метода акустической эмиссии (АЭ) и на основе континуальной динамики дислокаций рассчитаны функции источников элементарных дислокационных механизмов пластической деформации и разрушения. Работы остаются актуальными до сих пор. Несмотря на существующие экспериментальные трудности проверки некоторых основополагающих формулировок, в данных работах наглядно продемонстрированы различия между потенциальными источниками акустической эмиссии в материалах. Именно это обстоятельство позволило относительно недавно построить статистические методы распознавания механизмов излучения акустической эмиссии на основе спектрального и кластерного анализа временных потоков АЭ. В настоящем кратком обзоре рассматриваются теоретические модели источников АЭ, а также некоторые ключевые экспериментальные работы, проливающие свет на природу пика акустической эмиссии на ранних стадиях пластической деформации металлов, а также обсуждаются методы анализа сигнала АЭ и распознавания его источников.

Ключевые слова: акустическая эмиссия, элементарные источники, механизмы деформации, кластерный анализ.

Введение

Явление испускания материалами звуковых волн (акустическая эмиссия) при некоторых структурных превращениях было известно человечеству всегда (треск дерева, резкий звук при изломе стекла, хруст олова и т.п.), однако систематическое изучение акустической эмиссии (АЭ) в металлических материалах стало возможным только во второй половине XX века благодаря появлению специальной звукоусиливающей аппаратуры. Именно тогда была опубликована знаменитая работа Кайзера [1], в которой впервые АЭ была детально исследована в процессе деформирования некоторых поликристаллических материалов.

Многочисленные эксперименты показали, что АЭ в процессе нагружения металлов появляется только с началом микропластической деформации, то есть связана с движением дефектов кристаллической решетки. Этот экспериментальный факт инициировал проведение ряда работ по исследованию теоретических аспектов акустического излучения, связанного с элементарными носителями пластической деформации — дислокациями [2–21].

Элементарные источники акустической эмиссии

Эшелби, по-видимому, первым показал возможность излучения звука прямолинейными дислокациями, колеблющимися около положения равновесия [2]. Он же установил, что при движении винтовой дислокации длиной l со средней скоростью \bar{v} энергия излучения должна составить [3]

$$E = \frac{\pi G b^2 l^2 \bar{v}^2 \omega_0^2}{5c^3}, \quad (1)$$

где G — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса, ω_0 — частота колебаний дислокации, c — скорость распространения волны.

Значительный вклад в теорию излучения упругих колебаний дефектами решетки внесли ученые харьковского ФТИНТ. А. Косевич сформулировал и решил задачу о звуковом излучении системы замкнутых дислокационных петель в неограниченной среде [4,5], а В. Нацик по аналогии с переходным излучением электромагнитных волн заряженной частицей, пересекающей границу двух сред, предложил и проанализировал

механизм переходного излучения звука дислокациями [6,7]. В момент перехода дислокации через границу разрыва упругих модулей (например, через границу зерен или при выходе на поверхность) происходит резкая перестройка упругого поля дислокации, в результате которой поле как бы отрывается от нее и распространяется в кристалле в виде звукового импульса. При этом энергия импульса переходного излучения в большой степени зависит от скорости выхода дислокации на поверхность v и для дислокации единичной длины составляет

$$E = \frac{\rho b^2}{8\pi} v^2 \ln \frac{L}{b}, \quad (2)$$

где ρ — плотность материала, L — размер кристалла.

Кроме того, В. Нацик и К. Чишко теоретически исследовали звуковое излучение, сопровождающее работу источника Франка–Рида [8,9]. В отличие от механистических моделей, развитых в работах Вадли и Скруби [10,11], берущих начало в классических моделях сейсмических источников, работы В. Нацика и его коллег строились на основе глубокого понимания дислокационной теории динамики движения, взаимодействия и аннигиляции дислокаций как фундаментальных дефектов решетки, ответственных за процессы пластической деформации металлов.

Значительно позже пионерские идеи В. Нацика получили развитие в серии работ Трочидиса и Полизога [12–16]. Вообще говоря, любые дислокационные реакции теоретически должны вызывать акустические волны, при этом наибольшей энергией излучения обладают те из них, которые сопровождаются высвобождением максимальной доли упругой энергии. К ним относится аннигиляция пары дислокаций противоположного знака, при которой происходит излучение упругой волны с энергией, пропорциональной полной энергии поля искажения кристаллической решетки вблизи аннигилирующих дислокаций [17,18].

К элементарным источникам АЭ также можно отнести образование одиночного двойника. Двойникование, образуемое коллективным движением большого числа дислокационных сегментов, как показано в работе А. Косевича и В. Бойко [19], сопровождается локальным формоизменением и происходит с околосвуковой скоростью, тем самым выполняются основные условия возбуждения механических волн.

Дислокационные механизмы, вызывающие АЭ при деформировании металлов

С практической точки зрения важно объяснить не столько почему происходит излучение звука при деформировании материалов, сколько найти решение обрат-

ной задачи: по зарегистрированной акустической эмиссии научиться определять ее источники, т.е. с помощью АЭ идентифицировать процессы, происходящие в материале, в том числе, устанавливать кинетику различных механизмов пластической деформации в реальном времени.

Сложность этой задачи состоит в том, что излучение звука отдельной дислокацией даже при выходе на свободную поверхность крайне трудно зарегистрировать, поскольку энергия единичных элементарных источников АЭ, существенно ниже минимальной энергии, которую может зарегистрировать лучшая аппаратура, и к тому же намного ниже уровня электрических шумов. До сих пор этого сделано не было, однако, благодаря развитию цифровых методов анализа сигнала и фильтрации шума, в частности, предлагаемых авторами [20,21], появляются совершенно новые возможности выделения слабого сигнала в стационарном шуме, в том числе, сигналов, амплитуда которых существенно ниже уровня шума. Таким образом, исследователи вплотную приближаются к тому моменту, когда будет достигнута чувствительность метода АЭ, способная разрешать элементарные дислокационные реакции, и не будет удивительно, если в ближайшее время такая задача будет решена. Тем не менее, на сегодняшний день, наблюдаемая экспериментаторами акустическая эмиссия — есть суперпозиция сигналов от большого числа элементарных источников АЭ, т.е. является следствием коллективных дислокационных процессов. Ответ на вопрос, какие именно из этих процессов мы «слышим», до настоящего времени остается дискуссионным. Целью настоящей обзорной работы как раз и является дать по возможности наиболее объективный ответ на этот вопрос, т.е. раскрыть истинную природу акустической эмиссии при деформационных процессах металлических материалов.

Прежде всего рассмотрим наиболее известные модели, предлагающие в качестве основного источника АЭ при деформировании материалов следующие дислокационные процессы*:

- а) развитие линий скольжения [22,23];
- б) размножение дислокаций с помощью источника Франка–Рида [24,25];
- в) ускоренное движение дислокаций или их движение с высокими скоростями [26,27];
- г) отрыв дислокационных петель критического размера от точек закрепления [28,29];
- е) выход дислокаций на свободную поверхность и аннигиляция дислокаций [18,30].

Фишер и Лалли изучили АЭ при деформации монокристаллов меди, магния и железа, а также поликристаллов меди, железа, свинца и стали [22]. Они связали

* Кроме указанных, возможны и другие источники АЭ, связанные с наличием включений и частиц второй фазы: разрушение включений, перерезание частиц дислокациями, декогезия по границе раздела и др.

излучение сигналов АЭ с большим числом совокупных актов скольжения дислокаций, приводящих к образованию полос скольжения. Однако у данной модели (а) есть как подтверждающие [23], так и отвергающие [31] ее экспериментальные данные.

Модель (b) рассматривает в качестве основного источника АЭ при деформационных процессах периодическое возбуждение источников Франка–Рида. Теоретические аспекты этого вопроса рассмотрены в работах [8,9]. В качестве экспериментального подтверждения возможности такого механизма возникновения АЭ обычно приводят эксперименты Седжвика, который установил, что интенсивность АЭ пропорциональна обратной величине среднего значения длины источника Франка–Рида [23]. Однако эти результаты никак нельзя отнести к прямым.

В отличие от первых двух моделей, модель (с) первостепенное значение придает скоростям и ускорениям дислокаций. Флейшманн и Руби считают, что непрерывная АЭ связана с ускорением и замедлением дислокаций в начале и в конце своего пробега [27]. В рамках этой модели амплитуда АЭ определяется средней площадью, заметаемой движущимися дислокациями, а установленный многими авторами экспериментальный факт смещения преобладающей спектральной частоты в сторону высших частот в процессе деформации объясняется уменьшением длины свободного пробега дислокаций. Подобный подход рассматривается и в работах [26,33]. Разница лишь в том, что их авторы особую роль отводят скоростям, а не ускорениям. Причем и в том, и в другом случае для расчетов за основу принимается выражение Эшелби (1).

На модели «отрыва» (d) остановимся более подробно, так как она до сих пор остается одной из наиболее цитируемых. Согласно этой модели, предложенной Джеймсом и Карпентером [28,29], основным источником АЭ является отрыв дислокаций от точек закрепления. На основании электронно-микроскопического исследования они показали, что в зависимости от деформации поведение скорости счета АЭ коррелирует с изменением плотности подвижных дислокаций dN_m/dt . Считая, что положительное изменение dN_m/dt возможно только в результате отрыва дислокаций от точек закрепления или за счет размножения дислокаций, Джеймс и Карпентер пришли к выводу, что основным источником АЭ на начальной стадии деформации является отрыв дислокаций, поскольку размножение дислокаций при малых степенях деформации не обеспечивает необходимый уровень dN_m/dt . Они предположили, что генерация каждого отдельного сигнала АЭ происходит в результате одновременного движения очень большого числа дислокаций. При достижении в кристалле определенного уровня напряжений происходит срыв дислокационных сегментов во всем объеме, а так как импульсы напряжения от них суммируются, то при распространении

волны напряжения в кристалле возможен стимулированный отрыв других сегментов дислокаций, но меньшей длины.

Согласно модели Джеймса и Карпентера, излучение звука должно происходить только в момент резкого изменения плотности подвижных дислокаций, т.е. АЭ связана с неоднородностью пластической деформации. Однако результаты экспериментов, выполненных на монокристаллах, ориентированных на легкое скольжение [34,35], противоречат последнему выводу. В таких кристаллах развитие дислокационной структуры на I стадии деформации происходит достаточно однородно и наблюдаемый пик АЭ может достигать ширины до 10% по деформации. Поэтому сомнительно, что при столь высоких деформациях отрыв дислокаций от точек закрепления может давать существенный вклад в АЭ.

Как отмечалось выше, согласно теоретическим расчетам [8,9], из всех возможных единичных дислокационных источников АЭ наибольшая акустическая энергия должна выделяться при аннигиляции дислокаций. Здесь возможны три основных случая: аннигиляция при встрече дислокаций противоположного знака в кристалле [30], аннигиляция отрезков дислокации при замыкании петли источника Франка–Рида [9] и аннигиляция дислокаций при выходе на свободную поверхность [7,8].

Аннигиляция пары дислокаций противоположного знака вряд ли может быть основным источником АЭ, поскольку максимум АЭ наблюдается при малых деформациях, а вероятность встречи в кристалле дислокаций противоположного знака становится высокой только при больших. Второй случай также мало вероятен, потому что скорость участков петли Франка–Рида в момент аннигиляции мала и согласно (2) энергия АЭ тоже должна быть минимальна. По-видимому, только случай выхода дислокаций на свободную поверхность может быть зачислен кандидатом в основные источники АЭ, тем более, что он тесно связан со случаем развития линий скольжения (модель а).

Роль поверхности в формировании пика акустической эмиссии

Теперь рассмотрим экспериментальные результаты, которые, на наш взгляд, наиболее объективно способны ответить на вопрос о том, что же является основным источником АЭ на ранних стадиях пластической деформации в металлических материалах, когда наблюдается пик АЭ.

Прежде всего постараемся ответить на вопрос, являются ли акты отрыва дислокаций от точек закрепления существенным источником АЭ? В работе [36] было проведено систематическое исследование влияния примесных атомов на поведение АЭ в чистой меди. Эксперименты проводились на прецизионных бинарных сплавах (твердых растворах) особо чистой меди (99,9997) с точно дозированными добавками второго элемента (Zn,

As, Cd и Mg), при этом с каждым из них в трех концентрациях: 0,001, 0,01 и 0,1 ат.%. Основные результаты испытания образцов из этих сплавов на растяжение сводятся к следующему.

1. С повышением концентрации примеси данного элемента:

— высота традиционного пика мощности АЭ, наблюдаемого в области предела текучести, снижается (рис. 1);

— напряжение начала регистрации сигналов АЭ (σ_0) и положение пика мощности АЭ по оси напряжений смещаются в сторону больших напряжений, что легко объясняется эффектом твердорастворного упрочнения (рис. 1).

2. Высота пика мощности АЭ линейно уменьшается от энергии связи примесь–дислокация, эквивалентом которой служит параметр несоответствия размеров атомов матрицы и примеси с учетом их сжимаемостей η [37] (рис. 2).

Резюме этих результатов: чем больше концентрация примеси и чем сильнее энергия ее связи с дислокациями, тем ниже мощность АЭ. Следовательно, акустическая эмиссия, действительно, связана с взаимодействием дислокаций с примесными атомами, остается только понять каким образом: с блокировкой дислокаций атмосферами Коттрелла или эффектом трения? С целью ответа на этот вопрос был проведен следующий эксперимент [36]. Была осуществлена закалка образцов сплава Cu–0,01 ат.% Cd от температуры 1000 К с тремя отличающимися друг от друга на порядок скоростями: при самой высокой скорости закалки была обеспечена одинаковая концентрация примесных атомов как в объеме матрицы, так и в области дислокации; при самой низкой скорости закалки наоборот концентрация примесных атомов в объеме и в области дислокации максимально отличались, т.к. вокруг дислокаций успевали образовываться атмосферы Коттрелла. Степень закрепления

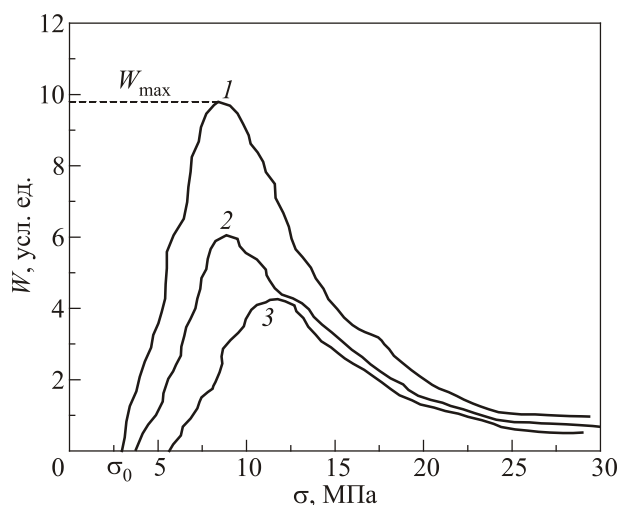


Рис. 1. Влияние концентрации примеси (Mg) в меди на пик мощности АЭ: 0,001 ат.% (1), 0,01 ат.% (2), 0,1 ат.% (3).

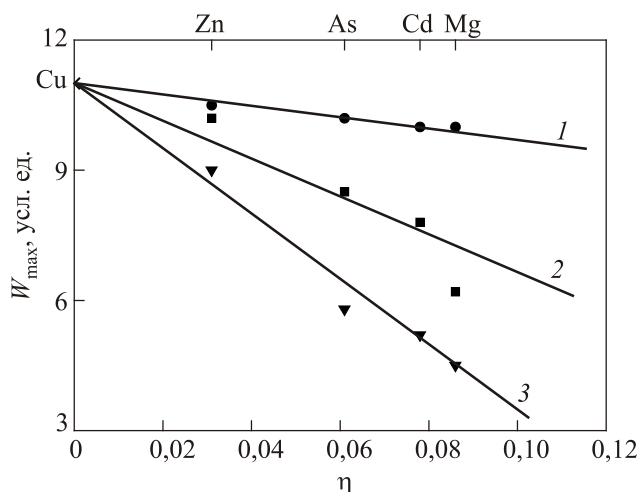


Рис. 2. Зависимость высоты пика мощности АЭ от параметра несоответствия атомов меди и примеси [37] для трех концентраций примеси: 0,001 ат.% (1), 0,01 ат.% (2); 0,1 ат.% (3).

дислокаций контролировали по температурным зависимостям внутреннего трения. Оказалось, что несмотря на разницу в степени закрепления дислокаций, АЭ во всех образцах вела себя количественно совершенно одинаково [36]. Отсюда следует первый важный вывод: отрыв дислокаций от точек закрепления не вносит существенный вклад в регистрируемую АЭ, а снижение мощности АЭ при введении в раствор примесных атомов связано с эффектом трения, т.е. повышением вязкости решетки движущимися дислокациям.

В настоящее время можно считать доказанным, что даже при одноосной схеме деформирования пластическая деформация в поверхностном слое начинается раньше, чем в объеме [38]. Еще в 1975 г. Дук и Кляйн [39] косвенно подтвердили этот вывод методом акустической эмиссии с помощью следующего эксперимента. Согласно хорошо известному эффекту Кайзера [1], при повторном нагружении образца АЭ не будет регистрироваться до тех пор, пока не будет превышен уровень напряжений, при котором образец был разгружен. Иными словами, все что при данном уровне напряжений «прозвучало» повторно «звучать» уже не будет. Тогда, если верна гипотеза о том, что при нагружении материалов сначала пластически деформируется и излучает звук поверхностный слой, а уже потом объем, то удаление этого поверхностного слоя после разгрузки образца при небольших первоначальных деформациях должно приводить к нарушению эффекта Кайзера при повторном нагружении, так как металл без удаленного поверхностного слоя как бы снова переходит в изначальное состояние. Действительно, в экспериментах на латуни [39] именно так и получилось. В свое время этот очень красивый эксперимент для специалистов в области АЭ оказался не особо замеченным, а ведь в нем был получен еще один, пожалуй, даже более важный результат, который был нами более детально установлен в рабо-

те [40] на меди. Известно, что в поликристаллических металлах с ГЦК решеткой пик АЭ приблизительно приходится на уровень напряжений, соответствующий условному пределу текучести, т.е. остаточной деформации 0,2%. Оказалось, что если образец довести до такой деформации, разгрузить и удалить поверхностный слой толщиной порядка 100 мкм, то произойдет полное восстановление АЭ при повторном нагружении. Отсюда следует очень важный для понимания природы пика АЭ вывод: пик АЭ наблюдается при деформации, при которой пластически деформируется только тонкий приповерхностный слой металла и, наоборот, когда в процесс пластической деформации вовлекается весь объем, наблюдается спад акустического излучения. То есть, так или иначе, пик АЭ, наблюдаемый в области предела текучести, связан с поверхностными эффектами. Очевидно, что таким эффектом является аннигиляция дислокаций при выходе на поверхность с образованием линий скольжения, что соответствует обозначенным выше моделям: (а) и (е).

В работах [40,41] нами на основе выражения В. Нацिका (2) с учетом действия на дислокации выталкивающей их на поверхность так называемой силы изображения было получено следующее выражение для мощности АЭ, излучаемой образцом при деформировании:

$$W = D \frac{v_0^2 S \dot{\epsilon}}{\sigma^2}, \quad (3)$$

где v_0 — скорость дислокации в объеме, S — площадь поверхности образца, $\dot{\epsilon}$ — скорость деформации; σ — напряжение течения, т.е. напряжение, необходимое для пластического деформирования в данный момент времени; D — константа для данного образца.

В работе [41] был проведен детальный анализ справедливости выполнения выражения (3) и показано, что все предсказываемые им закономерности: прямая зависимость от площади свободной поверхности и скорости деформации, а также обратная пропорциональная зависимость от квадрата напряжения течения, — находят экспериментальные подтверждения.

В работе [42] была исследована АЭ при деформировании моно- и поликристаллической меди на образцах с различным соотношением площади поверхности и объема. В монокристаллах при одинаковой площади поперечного сечения варьировалась его форма: от квадратного (минимальная площадь поверхности при данном объеме) до узкого прямоугольного (максимальная площадь поверхности при данном объеме). Оказалось, что мощность АЭ пропорциональна именно площади поверхности, а не поперечного сечения [42]. Еще более красивый эксперимент был проведен на образцах поликристаллической меди на сжатие. Испытывались образцы: сплошные цилиндрические или с центральным отверстием различного диаметра, при этом внешний

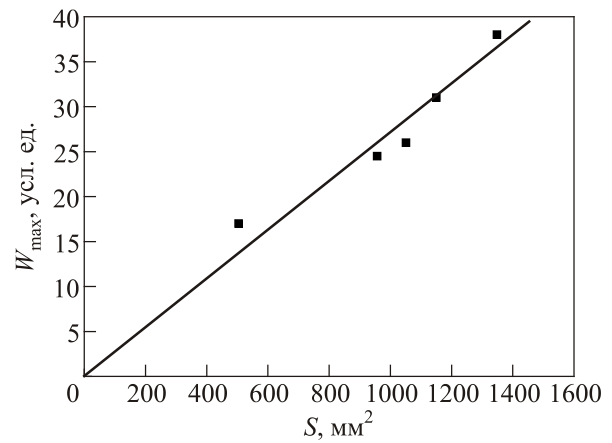


Рис. 3. Зависимость высоты пика мощности АЭ от площади поверхности при испытании поликристаллических образцов меди на сжатие [42].

диаметр оставался одинаковым. Как и ожидалось, согласно (3), с увеличением диаметра отверстия (с увеличением площади поверхности за счет добавления внутренней) мощность АЭ возрастала, хотя объем материала, наоборот, уменьшался! На рис. 3 приведены результаты зависимости высоты пика мощности АЭ от площади поверхности S для этих экспериментов, которые однозначно демонстрируют линейную зависимость между ними.

В работе [41] с использованием данных регистрации АЭ в разбавленных медных сплавах [36] было установлено, что высота пика мощности АЭ обратно пропорциональна квадрату условного предела текучести, который практически совпадает с этим пиком, что и предсказывало выражение (3). Кроме того, в [41] в подтверждение (3) было показано, что малейшее упрочняющее воздействие на поверхностный слой (повышение напряжения течения в приповерхностном слое) резко снижает мощность АЭ.

То, что мощность АЭ пропорциональна скорости деформации, следует из любых моделей и имеет многочисленные экспериментальные подтверждения, поэтому здесь рассматриваться не будет.

Влияние границ зерен на акустическую эмиссию

В. Нацик теоретически показал, что акустическая эмиссия возникает при переходе дислокации через границу упругих модулей [6]. Как обсуждалось выше, это, безусловно, верно в предельном случае выхода дислокации на свободную поверхность. Проблема в том, что при движении в плоскости скольжения, дислокация не переходит из одного зерна в другое в силу закона сохранения вектора Бюргера. Дислокация тормозится границей зерна, образуя естественный концентратор напряжения, который становится особенно сильным при формировании скоплений из многих дислокаций. Такой концентратор может инициировать скольжение в со-

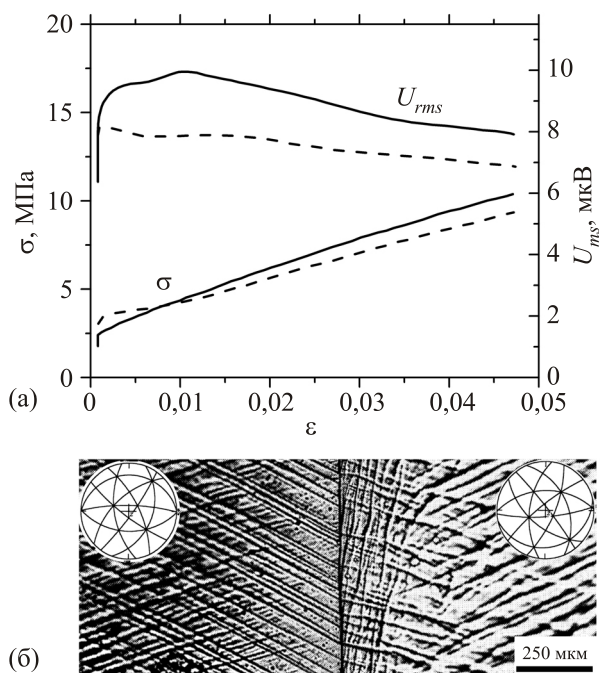


Рис. 4. Кривые нагружения и уровень сигнала акустической эмиссии моно- и бикристалла алюминия (99,998 мас.%) с одинаковой осевой ориентацией и случайной высокоугловой границей между зернами (а). Оптические микрофотографии линии скольжения в районе границы зерна. Стереографические проекции составляющих монокристаллических компонент показаны на вставках (б).

седнем зерне путем испускания дислокации с соответствующим (но отличным от исходного) вектором Бюргера. Таким образом, границы зерен выступают не только препятствиями для движения дислокаций, но и их естественными источниками. Этот факт хорошо отражается в поведении интегральных характеристик акустической эмиссии. Сравнение уровня среднеквадратического напряжения на выходе АЭ датчика (U_{rms}) в моно- и бикристаллах чистых металлов (Cu, Al — с высокой энергией дефекта упаковки) и сплавов (CuAl с низкой энергией дефекта упаковки) показывает, что при одинаковой осевой ориентации, уровень сигнала АЭ в бикристаллах на всех стадиях деформации заметно выше, чем в составляющих монокристаллических компонентах (рис. 4(а)), что, очевидно, объясняется, повышенной дислокационной активностью в районе границ зерен (рис. 4(б)) [43,44].

Кроме того, в указанных работах было установлено, что мощность АЭ в среднем пропорциональна скорости деформационного упрочнения (см. также [45]).

Идентификация механизмов пластической деформации с помощью метода АЭ

Принципиально важным результатом, вытекающим из ранее цитированных работ В. Нацика, является то,

что различные единичные источники генерируют сигналы акустической эмиссии с различными волновыми формами и соответствующими им функциями спектральной плотности мощности (ФСП). В реальных условиях деформации АЭ, практически, всегда генерируется большим количеством одновременно (или почти одновременно) работающих, флуктуирующих источников (коррелированных или некоррелированных). Таким образом, АЭ — случайный процесс, в котором разброс неизбежно существует как в волновых формах отдельных реализаций, так и в их ФСП. Учитывая большое количество записанных в реальном эксперименте фрагментов АЭ, практически невозможно отличить разные источники путем визуального сравнения волновых форм и/или ФСП. Тем не менее эта задача является чрезвычайно актуальной и такое различие может стать возможным благодаря количественной группировке сигналов подобного рода при адекватном выборе меры подобия.

В [46] был предложен универсальный адаптивный алгоритм кластеризации последовательных k -средних (adaptive sequential k -means — ASK) общего назначения (см. также [47–49] для подробностей реализации алгоритма и его приложений к различным задачам АЭ). Этот метод является модифицированной специально для задач АЭ версией известной классической процедуры k -средних [50], применяемой для количественного сравнения нормализованных ФСП АЭ, определенных как

$$\tilde{G}(f) = G(f) / \int_0^{\infty} G(f) df. \quad (4)$$

Математические детали этого классификатора обсуждаются в [46]. Следует подчеркнуть две различные и наиболее важные особенности данного метода: (1) в отличие от популярных иерархических процедур k -средних или c -средних, количество кластеров, которые должны быть получены из набора данных, не определяется априори, но является «управляемым данными» параметром, определяемым автоматически в алгоритме ASK независимо от оператора; (2) процесс кластеризации не является итеративным, т.е. сигналы АЭ анализируются один за другим по мере поступления и связываются с определенным кластером с наиболее близким центроидом. Поскольку целью любой кластеризации является группировка подобных и разделение разнородных объектов, классификатор требует статистической оценки сходства/несходства между объектами. В алгоритме ASK реализованы различные меры сходства такие, как Евклидова, Корреляционная, Шеннона и многие другие, однако наилучшие результаты, как правило, получаются при использовании симметричной меры расходимости Кулбака–Лейблера d_{KL} между двумя векторами ФСП \tilde{G}_i и \tilde{G}_j , которая определяется как:

$$d_{KL} = \sum_{m=1}^N (\tilde{G}_{im} - \tilde{G}_{jm}) \log \left(\frac{\tilde{G}_{im}}{\tilde{G}_{jm}} \right) \quad (5)$$

Используя эту меру, алгоритм вычисляет среднее расстояние \bar{D} между всеми событиями в кластере $D(\tilde{G}_i, \tilde{G}_j)$ и его стандартное отклонение σ_{GG} . Затем вводится мера R внутрикластерного расстояния $R = \bar{D} + \alpha \sigma_{GG}$, где α — константа, имеющая значение от 0 до 3. Наконец, сигнал АЭ либо назначается существующему ближайшему кластеру, либо генерируется новый кластер. Выбросы, такие как случайные механические шумовые сигналы, автоматически идентифицируются в отдельных кластерах и удаляются из дальнейшей обработки.

Для примера рассмотрим результаты анализа АЭ при одноосном растяжении магниевого сплава Mg4Zn, основными механизмами деформации в котором являются базисное скольжение дислокаций и двойникование в различных системах, как показано на характерной микрофотографии, полученной *in situ* (нижняя вставка на рис. 5). Детали экспериментальной установки описаны в [51]. По внешнему виду мощности АЭ (W) говорить о характере механизма АЭ крайне сложно. Записанные при широкополосной регистрации с частотой дискретизации 2 МГц непрерывные потоковые данные показаны на верхней вставке рис. 5. Поток АЭ в магниевых сплавах представляет собой очень интенсивный набор случайным образом расположенных импульсов случайной амплитуды в широком динамическом диапазоне.

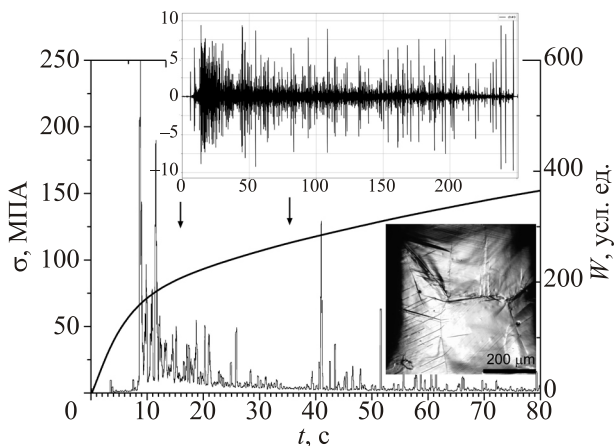


Рис. 5. Зависимость средней мощности (вычисленной из последовательности ФСП) АЭ от времени при одноосном растяжении магниевого сплава Mg4Zn, основными механизмами деформации в котором являются базисное скольжение дислокаций и двойникование в различных системах (см. вставку внизу с оптической микрофотографией, снятой *in situ*). На вставке сверху показаны оригинальные, непрерывно записанные данные «стрима» АЭ. Стрелками приблизительно отмечен интервал нагружения, для которого построена энергия как функция времени.

При традиционном выделении импульсов пороговым методом импульсы большой амплитуды легко детектируются, однако исчезает очень большая часть информации, связанная с импульсами малой амплитуды, которые, как правило, сопровождают процесс пластической деформации как при дислокационном скольжении, так и образовании двойников малой длины. Поэтому для анализа таких потоков использовался алгоритм ASK, в котором подразумевается, что индивидуальная реализация содержит сигнал, если ее статистические свойства отличаются от таковых в шуме. Непрерывные потоковые данные были разделены на последовательные индивидуальные реализации 16k точек без перекрытия. Функция спектральной плотности мощности $G_i(f)$ рассчитывалась для каждой i -й реализации с использованием непараметрического метода Велча и нормализовалась, как отмечено выше.

Группировка реализаций с аналогичными спектральными признаками показывает, что сигналы АЭ в магниевых сплавах явно разделяются на три категории со статистически различными формами спектров, центроиды которых приведены на рис. 6, и имеют четкую интерпретацию. Поскольку запись АЭ начинается до начала нагружения, то образ шума фиксируется очень достоверно и его характерный спектр определяется с хорошей точностью. Два остальных кластера интерпретировать сложнее, поскольку их форма определяется не только функцией источника, но и свойствами датчика. Однако в данном примере принципиальной сложности не возникает. Хотя входными параметрами в процедуре кластеризации являлись ФСП, удобно для сравнения рассмотреть бивариантное распределение типичных спектральных параметров таких, как энергия E и медианная частота f_m , как показано на рис. 7. На данном рисунке события, соответствующие шуму, отфильтрованы. Видно, что все события группируются в 2 размытых кластера: относительно низкочастотный кластер событий с малой энергией (и малыми амплитудами) и относительно высокочастотный кластер событий с большой энергией (и большими амплитудами). Нет сомнений, что первый ассоциируется с дислокационным скольжением, а второй с двойникованием. В качестве неболь-

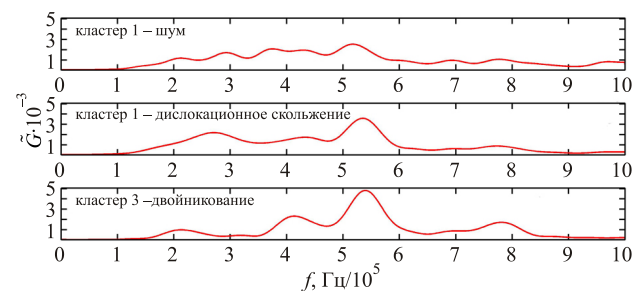


Рис. 6. Формы нормализованной функции спектральной плотности мощности \tilde{G} центроидов кластеров акустической эмиссии при деформации растяжением сплава Mg4Zn.

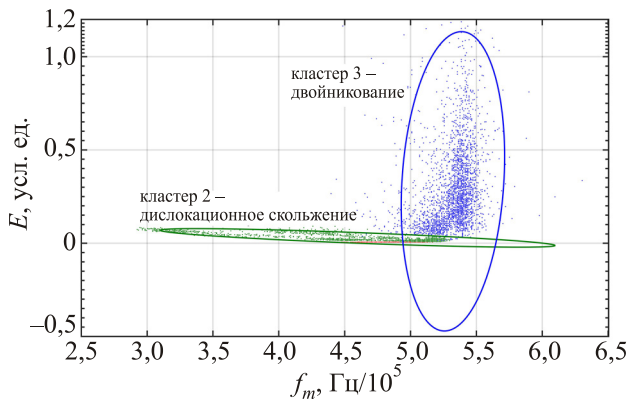


Рис. 7. (Онлайн в цвете) Типичное бивариантное распределение кластеров АЭ в координатах энергия E –медианная частота f_m при деформации растяжением сплава Mg_4Zn , в котором реализуются как активное базисное скольжение дислокаций, так и двойникование. Высокоамплитудный и высокочастотный кластер соответствует двойникованию, а низкоамплитудный и относительно низкочастотный кластер — дислокационному скольжению.

шого отступления уместно подчеркнуть, что широко распространенная точка зрения, что двойникование непременно генерирует «высокочастотные» сигналы, является, в некотором смысле, заблуждением. Двойникование, в силу высокой скорости распространения двойников, безусловно, генерирует короткие переходные события, длительность которых может составлять от нескольких наносекунд, до долей микросекунд. С позиций АЧХ большинства датчиков АЭ такие короткие события можно рассматривать как δ -импульсы, как отклик на которые в датчике возбуждаются все резонансы, и если в структуре АЧХ доминируют низкочастотные резонансы, то именно они и будут преимущественно наблюдаться в спектре АЭ.

После того как события в потоке АЭ промаркированы в соответствии с типом (номером) кластера, становится легко восстановить кинетику их накопления, например, в терминах накопленной энергии, как показано на рис. 8. Хорошо видно, что процесс начинается, как и следовало ожидать, как электронный шум, который приблизительно на третьей секунде нагружения сменяется процессом, который, как отмечалось выше, идентифицирован как дислокационное скольжение. В силу близости критических напряжений страгивания дислокаций в базисной системе скольжения и двойников растяжения, процесс двойникования начинается с небольшой задержкой по отношению к скольжению. Однако эта небольшая задержка явно отражается в поведении соответствующих кластеров АЭ. В ходе деформации оба процесса непрерывно сосуществуют и накопление энергии происходит в обоих кластерах. Однако очевидно, что более мощные импульсы от механических

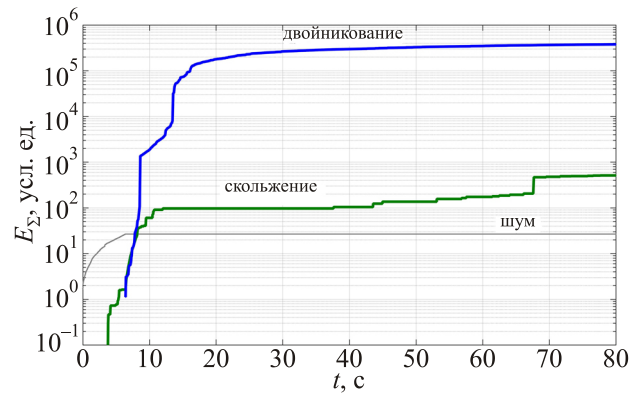


Рис. 8. (Онлайн в цвете) Кинетика накопления энергии кластеров акустической эмиссии, соответствующих дислокационному скольжению и двойникованию при деформации растяжением сплава Mg_4Zn .

двойников доминируют в потоке АЭ, и их суммарная энергия существенно больше таковой от дислокационного скольжения. Поэтому, для удобства сравнения, выбран логарифмический масштаб шкалы ординат.

Другие примеры применения такой методики для идентификации различных механизмов пластической деформации и их кинетики в различных магниевых сплавах, TRIP/TWIP сталях и в нержавеющей сталях с низкой энергией дефекта упаковки можно найти в работах [52–58].

Заключение

Как отмечалось во Введении, большинство работ в области теории элементарных источников акустической эмиссии было выполнено в 60–80-х годах прошлого столетия и тогда казалось, что еще совсем немного и по сигналам АЭ можно будет легко узнавать о том, что происходит внутри материалов в процессе их нагружения. Однако реалии таковы, что идентификация конкретных механизмов деформации и разрушения оказалась весьма сложной и, казалось бы, неразрешимой задачей, из-за того, что регистрируемая датчиком АЭ информация является суперпозицией многих одновременно действующих источников АЭ различной природы, возможно, взаимодействующих друг с другом, и к тому же часто с амплитудой ниже электрических шумов регистрирующей аппаратуры. В связи с этим, интерес к методу АЭ, как тонкому инструменту исследования *in situ* механизмов деформации материалов, заметно снизился. Однако, как было продемонстрировано в настоящей работе, именно это и было основной ее целью, с помощью беспорогового способа регистрации АЭ, современных способов выделения полезных сигналов на фоне шумов и алгоритмов кластеризации можно не только распознавать различные одновременно протекающие процессы, но и исследовать их кинетику. Кро-

ме того, авторы хотели подчеркнуть, что природа пика акустической эмиссии, наблюдаемого в большинстве металлических материалах при переходе от упругой стадии деформирования к пластической, определяется легкостью выхода дислокаций на свободную поверхность материала, что необходимо учитывать специалистам в области АЭ при интерпретации результатов регистрации АЭ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, проект 3.3881.2017/4.6.

1. I. Keiser, *Arch Eisenhüttenwesen* **24**, 43 (1953).
2. J.D. Eshelby, *Phys. Rev.* **90**, 248 (1953).
3. J.D. Eshelby, *Proc. Roy. Soc.* **260**, 222 (1962).
4. А.М. Косевич, *ЖЭТФ* **42**, 152 (1962).
5. А.М. Косевич, *УФЖ* **84**, 579 (1964).
6. В.Д. Нацик, *Письма ЖЭТФ* **8**, 324 (1968).
7. В.Д. Нацик, А.Н. Бурканов, *ФТТ* **14**, 1289 (1972).
8. В.Д. Нацик, К.А. Чишко, *ФТТ* **20**, 1933 (1978).
9. В.Д. Нацик, К.А. Чишко, *ФТТ* **17**, 342 (1975).
10. D.G. Eitzen and H.N.G. Wadley, *J. Res. Natl. Bur. Stand.* **89**, 75 (1984).
11. С.В. Scruby, H.N.G. Wadley, and J.J. Hill, *J. Phys. D* **16**, 1069 (1983).
12. А. Trochidis and B. Polyzos, *Phys. Status Solidi B* **18**, 85 (1994).
13. А. Trochidis and B. Polyzos, *J. Mech. Phys. Solids* **42**, 1933 (1994).
14. B. Polyzos and A. Trochidis, *Wave Motion*. **21**, 343 (1995).
15. А. Trochidis and B. Polyzos, *J. Appl. Phys.* **78**, 170 (1995).
16. B. Polyzos, E. Douka, and A. Trochidis, *J. Appl. Phys.* **89**, 2124 (2001).
17. В.Д. Нацик, К.А. Чишко, *ФТТ* **14**, 3126 (1972).
18. N. Kiesewetter and P. Schiller, *Scr. Met.* **8**, 249 (1974).
19. А.М. Косевич, В.С. Бойко, *УФН* **104**, 201 (1971).
20. E. Pomponi, A. Vinogradov, and A. Danyuk, *Sign. Proc.* **115**, 110 (2015).
21. A. Vinogradov and H. Ueno, *Patent Jpn.* 4754651, В (2009).
22. R.M. Fisher and L.S. Lally, *Canad. J. Phys.* **45**, 1147 (1967).
23. Ю.Б. Дробот, В.В. Корчевский, *Дефектоскопия* **6**, 38 (1985).
24. J.R. Frederick and D.K. Felbeck, in: *Acoustic Emission*, ASTM STP 505, Baltimore (1972).
25. T. Imanaka and K. Sano, *Crystal Lattice Def.* **4**, 57 (1973).
26. С.В. Scruby and H.N.G. Wadley, *Met. Science* **15**, 599 (1981).
27. D. Rouby and P. Fleischmann, *Internal Friction and Ultrasonic Attenuation Solids* (1977), p. 811.
28. D.R. James and S.N. Carpenter, *J. Appl. Phys.* **42**, 4685 (1971).
29. F.P. Higgins and S.N. Carpenter *Acta Metallurg.* **26**, 133 (1978).
30. В.С. Бойко, В.Ф. Кившик, Л.Ф. Кривенко, *ЖЭТФ* **78**, 797 (1980).
31. В.Н. Schofield, in: *Acoustic Emission, ASTM STP 505, American Society for Testing and Materials* (1972), p. 11.
32. R.T. Sedgwick, *J. Appl. Phys.* **5**, 1728 (1968).
33. H. Ebener and W. Schaarwächter, *Acoustic Emission*, Deutsche Gesellschaft für Metallkunde (1980), p. 81.
34. З.И. Бирик, *ФММ* **63**, 811 (1987).
35. A. Vinogradov, M. Nadtochij, S. Hashimoto, and S. Miura, *Rev. Metallurg.* **92**, 215 (1996).
36. М.А. Криштал, Д.Л. Мерсон, А.В. Кацман, М.А. Выбойщик, *ФММ* (1988) **66**. (3) С. 599.
37. М.А. Криштал, Д.Л. Мерсон, М.А. Выбойщик. *Металлы* **6**, 84 (1987).
38. В.П. Алехин, *Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов*, Наука, Москва (1983).
39. J.C. Duke and R.A. Kline, *Scr. Vet.* **9**, 855 (1975).
40. М.А. Криштал, Д.Л. Мерсон, В.П. Алехин, В.А. Зайцев, *ФММ* **63**, 1011 (1987).
41. Д.Л. Мерсон, *Известия РАН. Сер. Физ.* **68**, 1477 (2004).
42. D. Merson, M. Nadtochy, V. Patlan, A. Vinogradov, and K. Kitagawa, *Mater. Sci. Eng. A* **234**, 587 (1997).
43. A. Vinogradov, M. Nadtochij, S. Hashimoto, and S. Miura, *Mater. Trans. JIM* **36**, 496 (1995).
44. K. Kitagawa, Y. Kaneko, and A. Vinogradov, *Mater. Trans. JIM* **38**, 607 (1997).
45. A. Vinogradov, S. Hashimoto, and S. Miura, *Acta Mater.* **44**, 2883 (1996).
46. E. Pomponi and A. Vinogradov, *Mech. Syst. Signal Proc.* **40**, 791 (2013).
47. A. Vinogradov, D. Orlov, A. Danyuk, and Y. Estrin, *Mater. Sci. Eng. A* **621**, 243 (2015).
48. A. Vinogradov, D. Orlov, A. Danyuk, and Y. Estrin, *Acta Mater.* **61**(6) (2013) 2044.
49. A. Vinogradov, A. Lazarev, M. Linderov, A. Weidner, and H. Biermann, *Acta Mater.* **61**, 2434 (2013).
50. J.B. MacQueen, *Some Methods for Classification and Analysis of Multivariate Observations*, University of California Press (1967), p. 281.
51. M. Seleznev and A. Vinogradov, *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 076103 (2014).
52. A. Vinogradov, E. Vasilev, M. Linderov, and D. Merson, *Mater. Sci. Eng. A* **676**, 351 (2016).
53. A. Vinogradov, E. Vasilev, M. Linderov, and D. Merson, *Metals* **6**, 304 (2016).
54. A. Vinogradov, E. Vasilev, D. Merson, and Y. Estrin, *Eng. Mater.* **19**, 1600092 (2017).
55. A. Vinogradov, E. Vasilev, M. Seleznev, K. Máthis, D. Orlov, and D. Merson, *Mater. Lett.* **183**, 417 (2016).
56. A. Müller, C. Segel, M. Linderov, A. Vinogradov, A. Weidner, and H. Biermann, *Metall. Mater. Trans. A* **47**, 59 (2016).
57. R. Takeda, Y. Kaneko, D.L. Merson, and A. Vinogradov, *Mater. Trans.* **54**, 532 (2013).
58. M. Linderov, C. Segel, A. Weidner, H. Biermann, and A. Vinogradov, *Mater. Sci. Eng. A* **597**, 183 (2014).

Природа акустичної емісії при деформаційних процесах в металевих матеріалах

А.Ю. Виноградов, Д.Л. Мерсон

У піонерських роботах В. Нацика та його колег, які виконано в 60–80-х роках минулого століття, було закладено теоретичний фундамент методу акустичної емісії (АЕ) та на основі континуальної динаміки дислокацій розраховано функції джерел елементарних дислокаційних механізмів пластичної деформації та руйнування. Роботи залишаються актуальними досі. Незважаючи на існуючі експериментальні труднощі перевірки деяких основоположних формулювань, в даних роботах наочно продемонстровано відмінності між потенційними джерелами акустичної емісії в матеріалах. Саме ця обставина дозволила відносно недавно побудувати статистичні методи розпізнавання механізмів випромінювання акустичної емісії на основі спектрального та кластерного аналізу часових потоків АЕ. У цьому короткому огляді розглядаються теоретичні моделі джерел АЕ, а також деякі ключові експериментальні роботи, що проливають світло на природу піку акустичної емісії на ранніх стадіях пластичної деформації металів, а також обговорюються методи аналізу сигналу АЕ і розпізнавання його джерел.

Ключові слова: акустична емісія, елементарні джерела, механізми деформації, кластерний аналіз.

The nature of acoustic emission during deformation processes in metallic materials

A.Yu. Vinogradov and D.L. Merson

In the pioneering works by V. Natsik and his colleagues, published in the 1960s–1980s, the theoretical foundation of the method of acoustic emission (AE) was laid. The source functions corresponding to elementary dislocation mechanisms of plastic deformation and fracture were calculated based on continuum dislocation dynamics. The results remain up to date. Despite the existing experimental difficulties in verifying some of the basic formulations, these works clearly demonstrated the differences between potential sources of acoustic emission in materials. Based on these fundamental premises, statistical methods were proposed recently for recognizing the AE mechanisms, utilizing spectral and cluster analysis of AE time series. This brief communication reviews theoretical models of AE sources, as well as some key experimental findings shedding light on the nature of the acoustic emission peak in the early stages of plastic deformation of metals. The methods for analyzing the AE signal and recognizing the AE sources are also discussed.

Keywords: acoustic emission, elementary sources, deformation mechanisms, cluster analysis.