



С. И. Буйло

Физико-механические, статистические и химические аспекты акустико-эмиссионной диагностики



Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«ЮЖНЫЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

С. И. Буйло

**ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ, СТАТИСТИЧЕСКИЕ
И ХИМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ
АКУСТИКО-ЭМИССИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ**

Монография

Ростов-на-Дону – Таганрог
Издательство Южного федерального университета
2017

УДК 534.6:[539+544]:519.2

ББК 22.32

Б905

***Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России
(темы 213.01-11/2014-29; 9.4726.2017/8.9) и РФФИ
(проекты № 06-08-01039-а, 09-08-00283-а, 12-08-01190-а,
16-58-00165Бел-а)***

*Печатается по решению редакционно-издательского совета
Южного федерального университета (протокол № 6 от 10 ноября 2016 г.)*

Рецензенты:

доктор физико-математических наук, профессор,
главный научный сотрудник Института математики, механики
и компьютерных наук Южного федерального университета *М. И. Чебаков*;
доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой
математики, физики и информационных технологий Донского казачьего го-
сударственного института пищевых технологий и бизнеса (филиала)
Московского государственного университета технологий и управления
им. К. Г. Разумовского (Первого казачьего университета) *В. Н. Беркович*

Буйло, С. И.

Б905 Физико-механические, статистические и химические
аспекты акустико-эмиссионной диагностики : монография /
С. И. Буйло ; Южный федеральный университет. – Ростов-на-
Дону ; Таганрог : Издательство Южного федерального универ-
ситета, 2017. – 184 с.

ISBN 978-5-9275-2369-6

В книге рассмотрены междисциплинарные аспекты диагностики процессов дефектообразования и накопления повреждений по регистрируемым сигналам сопутствующей акустической эмиссии. Предложен новый подход, состоящий в использовании кинетической концепции прочности, пуассоновской модели процесса дефектообразования и обнаруженных экспериментально физико-механических особенностей явления акустической эмиссии (включая устойчивые в силу ряда предельных теорем статистические параметры случайного процесса акустической эмиссии). Практическое использование полученных результатов показано на примерах диагностики прочности Царь-колокола в Московском Кремле, элементов теплозащиты первого отечественного орбитального космического самолета «Буран», ряда других изделий и объектов ответственного назначения.

Для специалистов в области физики, механики, химии, неразрушающего контроля, технической диагностики, а также аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

УДК 534.6:[539+544]:519.2

ББК 22.32

ISBN 978-5-9275-2369-6

© Южный федеральный университет, 2017

© Буйло С. И., 2017

© Оформление. Макет. Издательство

Южного федерального университета, 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	6
Глава 1. СВЯЗЬ ЭФФЕКТА АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ С ПРОЦЕССАМИ СТРУКТУРНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ	12
1.1. Акустическое излучение при механическом деформировании	12
1.2. Физико-механическая природа акта акустической эмиссии....	23
1.3. Экспериментальное определение функции распределения случайной величины и ее плотности	28
1.4. Связь функции распределения прочности с количеством актов акустической эмиссии.....	32
1.5. Акустическое излучение трещины. Связь его параметров с коэффициентом интенсивности напряжений и типом напряженного состояния.....	34
Глава 2. ПУАССОНОВСКИЙ ПОТОК КАК МОДЕЛЬ ОПИСАНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ АКТОВ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ	41
2.1. О применимости модели пуассоновского потока к эффекту акустической эмиссии	41
2.2. Методы восстановления потока актов излучения внутри тела по регистрируемым сигналам эмиссии на его поверхности.....	49

2.3. Использование модели пуассоновского потока для восстановления спектральной плотности акустической эмиссии во всей полосе частот	59
--	----

Глава 3. СВЯЗЬ АМПЛИТУДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ С ПРОЦЕССАМИ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В ТВЕРДЫХ И ЖИДКИХ СРЕДАХ 65

3.1. Общий вид и параметры плотности амплитудного распределения эмиссии в процессе деформации твердых тел	65
3.2. Плотность амплитудного распределения акустического излучения при разрушении микрообъема твердого тела	70
3.3. Использование степенной модели пуассоновского потока для учета искажения амплитудного распределения эмиссии	76
3.4. Причины и условия появления ложных амплитудных максимумов эмиссии	78
3.5. Использование степенного вида амплитудного распределения эмиссии для «прореживания» потока триангуляционных серий импульсов при высокой интенсивности источника	81
3.6. Диагностика предразрушающего состояния по анализу формы амплитудного распределения сигналов эмиссии	85

Глава 4. ИДЕНТИФИКАЦИЯ СТАДИЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ ПО ПАРАМЕТРАМ ПОТОКА АКТОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ 88

4.1. Идентификация стадий деформации и разрушения по положению особых точек восстановленного потока актов эмиссии	89
4.2. Оценка количества повреждений по положению нижнего перелома кривой потока актов эмиссии (случай одной особой точки)	94

4.3. Корреляционный анализ и метод инвариантов сигналов акустической эмиссии в диагностике предразрушающего состояния материалов.....	99
4.4. Информативность метода инвариантов при анализе прореженных потоков акустической эмиссии.....	111
Глава 5. АКУСТИКО-ЭМИССИОННЫЙ КОНТРОЛЬ И ДИАГНОСТИКА КИНЕТИКИ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЖИДКИХ СРЕДАХ.....	115
5.1. Акустико-эмиссионный контроль и диагностика кинетики растворения кристаллических веществ.....	115
5.2. Акустико-эмиссионная диагностика кинетики процессов кристаллизации веществ.....	124
5.3. Акустико-эмиссионный мониторинг капиллярного движения жидкости в процессах пропитки пористых сред ...	130
Глава 6. ПРИМЕРЫ ПРАКТИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДА АКУСТИКО-ЭМИССИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ.....	136
6.1. Акустико-эмиссионная диагностика состояния Царь-колокола	136
6.2. Акустико-эмиссионная диагностика теплозащиты первого отечественного космического самолета «Буран»	142
6.3. Применение метода акустической эмиссии к исследованию влияния водорода на свойства материалов.....	146
6.4. Акустико-эмиссионная диагностика стадий фрикционного взаимодействия материалов	152
6.5. Аппаратурная реализация полученных результатов.....	161
ЛИТЕРАТУРА	166

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в физике прочности, физике конденсированного состояния, механике разрушения для определения структурных изменений в материалах становится актуальным развитие и применение методов акустико-эмиссионного анализа для контроля и диагностики предразрушающего состояния [1–18; 22–84; 86; 87; 90; 92; 95; 99–103; 105; 106; 109–112; 114–120; 122; 123; 125; 127; 131; 133–135; 137–142; 144; 145; 147–208]. Суть метода акустической эмиссии (АЭ) состоит в анализе параметров чрезвычайно слабого ультразвукового излучения, сопровождающего любое изменение либо повреждение структуры металлов, их сплавов, композиционных материалов. Несовершенства структуры тел, в особенности дислокации, – объект физики конденсированного состояния, имеющий не только чисто теоретическое, но и исключительно важное практическое значение, поскольку механическая прочность реальных материалов зависит главным образом именно от наличия и поведения дислокаций и их скоплений [107].

Метод АЭ в принципе позволяет проводить обнаружение (а во многих случаях и идентификацию) широкого класса структурных преобразований в твердых телах, например фазовых переходов, зарождения микродефектов, срывов скоплений дислокаций с точек закрепления и других наноструктурных изменений по сигналам АЭ, так как фиксирует единичные акты с энергией до 10^{-16} Дж. Каждый акт изменения структуры тела сопровождается коротким упругим импульсом, процесс излучения которого представляет собой так называемый *акт акустической эмиссии* (акт АЭ), например сигналы акустической эмиссии фазового перехода, зарегистрированные нами в процессе лазерного облучения композитного позистора (рис. 1).

Острая необходимость в разработке новых методов мониторинга структурных и прочностных свойств материалов вызывает

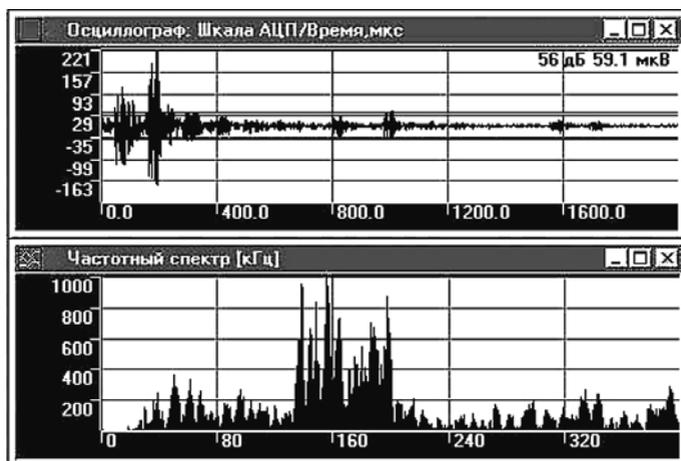


Рис. 1. Форма и спектр сигналов АЭ фазового перехода в материале композитного позистора, инициированного воздействием излучения лазера на парах ртути

ся тем, что в настоящее время все более актуальными становятся задачи оценки и прогнозирования остаточного ресурса изделий и объектов ответственного назначения в машиностроении, судостроении, трубопроводном транспорте, авиационной и ракетно-космической технике.

В силу ряда причин значительная часть таких объектов эксплуатируется вблизи или даже за пределами гарантийных сроков, что обуславливает повышенные требования к оценке их надежности и степени опасности. Метод АЭ обладает уникальными возможностями в решении этих проблем, так как позволяет выявлять именно растущие (т. е. наиболее опасные) малоразмерные дефекты. К сожалению, традиционные физические методы неразрушающего контроля (например, ультразвуковой метод) [2] не позволяют обнаруживать дефекты менее четверти длины ультразвуковой волны в контролируемом материале, т. е. менее 2–5 мм [44; 164].

Метод АЭ дает возможность исследовать кинетику процессов на самых ранних стадиях микродеформации, дислокационного зарождения и накопления микронесплошностей. Это в принципе

позволяет диагностировать и прогнозировать по сопутствующей АЭ сам момент зарождения трещины. Кроме того, для каждой уже зародившейся трещины существует некоторый критический размер, зависящий от свойств материала. До этого размера трещина подрастает очень медленно (десятки лет) посредством огромного количества небольших дискретных скачков. После достижения трещиной критического размера происходит катастрофическое разрушение, так как ее дальнейший рост идет уже со скоростью, близкой к половине скорости звука в материале конструкции. Принимая с помощью особой высокочувствительной аппаратуры и измеряя в самом простейшем случае интенсивность $\dot{N}_a = \Delta N_a / \Delta t$ (количество в единицу времени), а также общее количество актов АЭ, N_a , удается по данным АЭ экспериментально оценить скорость роста, длину трещины и прогнозировать близость разрушения.

К сожалению, физико-механическая природа самого явления АЭ изучена явно недостаточно, и в существующих моделях пока не нашел должного отражения случайный характер процессов структурных преобразований в твердых телах. Кроме того, практическое применение метода АЭ тормозится всегда присутствующим искажением и перекрытием реальных сигналов при их многомодовом распространении в твердом теле (рис. 2), что сильно затрудняет, а во многих случаях делает невозможным решение обратной задачи количественного восстановления параметров структурных изменений в материалах по регистрируемым сигналам АЭ. Наличие этих проблем существенно снижает достоверность результатов и тормозит использование акустической эмиссии в качестве метода исследования, контроля и диагностики. Проблема повышения достоверности результатов метода АЭ достаточно многофакторная, междисциплинарная и требует для своего решения привлечения достижений из самых различных разделов физики, механики, математики.

Существенную помощь в решении конкретных задач повышения достоверности метода акустической эмиссии оказывают результаты исследований по физико-механическим и статистическим аспектам прочности кристаллических и аморфных тел,

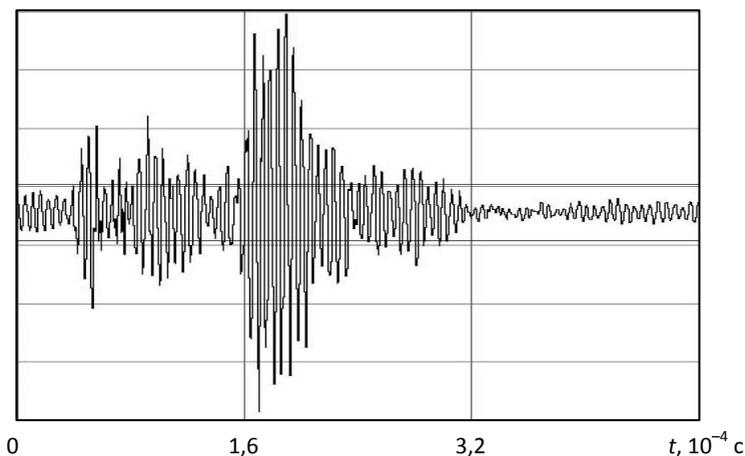


Рис. 2. Типичная картина тонкой структуры (осцилляции) сигналов АЭ, регистрируемых датчиком АЭ на поверхности исследуемого тела

изменению их физических свойств при различных внешних воздействиях, по моделированию акустического излучения дислокаций и микротрещин, по распространению упругих волн, по количественной оценке информативности и достоверности получаемых результатов, а также по применению метода АЭ в физических исследованиях, задачах неразрушающего контроля и диагностики.

Целью предлагаемой монографии является выявлении физико-механической природы, статистических закономерностей явления акустической эмиссии и создание на ее основе новых методов диагностики предразрушающего состояния твердых тел и кинетики физико-химических процессов в жидких средах при различных внешних воздействиях.

Для решения этой проблемы нами предложен и развивается не имеющий аналогов принципиально новый подход для создания эффективных методов восстановления истинных параметров процессов структурных преобразований и накопления повреждений по регистрируемым сигналам сопутствующего акустического излучения.

Суть подхода состоит в использовании кинетической концепции прочности, пуассоновской модели процесса дефектообразования и обнаруженных экспериментально физико-механических особенностей явления АЭ, включая устойчивые в силу ряда предельных теорем статистические параметры случайного процесса АЭ.

Описанные в монографии результаты получены с использованием традиционных методов неразрушающего контроля, элементов физики конденсированного состояния, теории упругости, физики прочности, механики разрушения, математического анализа, теории вероятностей, статистической радиофизики и теории потоков случайных событий.

В монографии также описан предложенный нами метод и приведены результаты диагностики предразрушающего состояния тел по отклонению от устойчивых (инвариантных) соотношений статистических амплитудных и временных параметров потока актов АЭ. Получены условия появления и положение ложных амплитудных максимумов АЭ.

Предложен метод идентификации стадий трения по интенсивности восстановленного потока актов АЭ, спектральному составу и амплитуде сопутствующего акустического излучения. Результаты могут быть использованы при отработке технологии АЭ контроля трения, в частности мониторинга трибосистемы «колесо – рельс с покрытием».

Предложены и разработаны методы идентификации стадий процессов накопления повреждений, количественной оценки их концентрации и постоянных размножения по положению различных особых точек (локальных экстремумов, точек перелома) кривой восстановленной интенсивности потока актов АЭ. Результаты могут быть использованы для ранней диагностики предразрушающего состояния материалов и конструкций.

С целью междисциплинарного расширения области применения разрабатываемого метода исследованы особенности акустического излучения в ходе процессов трения и физико-химических процессов в жидких средах. Предложена модель и получены соотношения, позволяющие количественно оценить в реальном вре-

мени скорость растворения и массу вещества по параметрам сопутствующего акустического излучения.

Получены соотношения, позволяющие по данным АЭ количественно оценить параметры процессов кристаллизации, а также пропитки пористого тела жидкостью. Результаты могут быть использованы для контроля кинетики процессов кристаллизации внутри закрытых объемов.

Разработанные методы и алгоритмы дают существенное увеличение достоверности результатов диагностики прочности, а также повышение точности оценки параметров процессов различных структурных преобразований в материалах по данным АЭ-испытаний.

Практическое использование полученных результатов показано на примерах диагностики прочности Царь-колокола в Московском Кремле, элементов теплозащиты первого российского орбитального космического самолета «Буран», ряда других изделий и объектов ответственного назначения.

Основные приведенные в монографии результаты получены лично автором. Все экспериментальные исследования проводились совместно с сотрудниками отдела акустики твердого тела НИИ механики и прикладной математики Южного федерального университета, руководителем которого автор являлся на протяжении 24 лет. Результаты по АЭ-диагностике пар трения получены совместно с д. т. н. П. Г. Иваночкиным (Южный научный центр РАН) и к. ф.-м. н. Н. А. Мясниковой (Ростовский государственный университет путей сообщения), а по АЭ-диагностике физико-химических процессов в жидких средах – совместно с д. т. н. В. Л. Гапоновым (Донской государственный технический университет) и д. т. н. Д. М. Кузнецовым (Южно-Российский государственный политехнический университет), которым автор выражает свою искреннюю признательность.

При работе над монографией удалось не только обобщить полученные автором результаты и расширить области применения метода АЭ, но и выявить ряд опечаток в его более ранних публикациях. Поэтому при обнаружении разночтений нынешнюю редакцию следует считать более правильной.

Глава 1. СВЯЗЬ ЭФФЕКТА АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ С ПРОЦЕССАМИ СТРУКТУРНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

1.1. Акустическое излучение при механическом деформировании

Согласно кинетической концепции прочности в твердом теле в результате теплового движения атомов идут непрерывные процессы разрыва и восстановления межатомных связей [96–98; 128]. В отсутствие внешней нагрузки эти процессы равновероятны и находятся в динамическом равновесии. При появлении внешней нагрузки разрыв межатомных связей происходит более интенсивно, чем их восстановление, и в твердом теле могут происходить два физико-механических процесса: деформация и разрушение.

Под *деформацией* понимается накопление в теле необратимых сдвигов, в результате которых межатомные связи в теле (за исключением границ) существенно не нарушаются. Вместе с тем *элементарный акт деформации* (образование и перемещение дислокаций) предполагает временный разрыв межатомных связей с их последующим восстановлением. При этом скорость макроскопической деформации $\dot{\epsilon}$ описывается следующим соотношением:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp[-(u'_0 - \alpha\sigma)/kT], \quad (1.1)$$

где u'_0 – потенциальный барьер неупругой деформации, препятствующий элементарному сдвигу; $\dot{\epsilon}_0$, α – некоторые константы материала; σ – приложенное напряжение; k – постоянная Больцмана.

Под *разрушением* понимается образование в теле несплошностей такого размера, при котором действием межатомных сил уже можно пренебречь, и долговечность (время до разрушения) $\tau_{\text{разр}}$ описывается выражением:

$$\tau_{\text{разр}} = \tau_0 \exp[(u_0'' - \gamma\sigma)/kT], \quad (1.2)$$

где τ_0 – период тепловых колебаний атомов; u_0'' – энергия активации разрушения; γ – коэффициент снижения начального потенциального барьера приложенным напряжением.

Элементарный акт разрушения (зарождение и рост микротрещин) предполагает необратимый разрыв межатомных связей.

Таким образом, каждый элементарный акт деформации или разрушения сопровождается (хотя бы временным) разрывом межатомных связей. Часть энергии, высвобождаемой при разрыве межатомных связей, расходуется на *излучение* в материале *упругого импульса*. Следовательно, акустическое излучение должно сопутствовать как процессу деформирования (1.1), так и процессу разрушения (1.2). В зависимости от соотношения между конкретными величинами u_0' , u_0'' , α , γ и приложенного напряжения σ преобладающим может быть один из этих процессов.

Тем не менее чрезвычайно малая энергия этого излучения не позволяет зафиксировать разрывы отдельных единичных межатомных связей при существующем уровне чувствительности приемной аппаратуры. Однако накопление повреждений и коллективный разрыв межатомных связей могут создать акустический импульс, вполне достаточный для регистрации.

При каждом *коллективном акте* перестройки (или повреждении) структуры материала генерируется первичный упругий импульс, процесс излучения которого представляет собой так называемый *акт АЭ*. Следовательно, измерение интенсивности потока (скорости следования) актов АЭ $\dot{N}_a = dN_a/dt$, их общего количества N_a и других параметров АЭ в принципе позволяет количественно исследовать кинетику процессов структурных преобразований, в том числе оценить параметры потоков микродеформации и накопления микроповреждений. Это позволяет диагностировать са-

мые ранние стадии предразрушающего состояния материалов по данным АЭ.

Во многих исследованиях [41; 59; 67; 68; 167; 170; 191; 193; 194; 196; 202] акустическое излучение структуры металлов связывается с различными дислокационными механизмами. Дислокации – это линейные дефекты кристаллической решетки реальных моно- и поликристаллических тел. Представление о дислокациях в атомной структуре было введено в 30-х гг. прошлого века Тейлором, Орованом и Поляни для объяснения большого различия между прочностью реальных тел и теоретической прочностью идеальных материалов [94; 96; 108]. Дислокации бывают краевые, винтовые и смешанные. Наиболее простой вид имеет краевая дислокация, которая может быть представлена линией, отделяющей в кристалле вставленную лишнюю атомную полуплоскость [96].

В общем случае интенсивность АЭ \dot{N}_a должна быть пропорциональна скорости протекания преобладающего на данной стадии деформации кинетического процесса изменения (повреждения) структуры тела. В работах [41; 53; 67; 68] нами достаточно подробно исследованы экспериментальные зависимости $\dot{N} = f(\varepsilon)$ широкого класса материалов на разных стадиях деформации, включая и момент разрушения. Измерение потока импульсов АЭ производилось при одноосном растяжении до разрушения образцов из различных материалов и сплавов. Для повышения достоверности результатов при возможном на площадке текучести сильном перекрытии импульсов АЭ использовалось описанное в параграфе 2.2 восстановление \dot{N}_a – действительной (т. е. излученной внутри материала) интенсивности потока актов АЭ.

В качестве примера на рис. 3 приведены осциллограммы сигналов АЭ и графики интенсивности потока актов пластической микродеформации, полученные нами по данным АЭ на разных стадиях деформации стандартных цилиндрических (диаметром рабочей части 6 мм) образцов стали 20 (Fe – 0,2 % С). Для сопоставления там же приведена диаграмма нагружения.

Данные на рис. 3. показывают, что единичные импульсы АЭ регистрируемого уровня начинают появляться еще в конце упру-

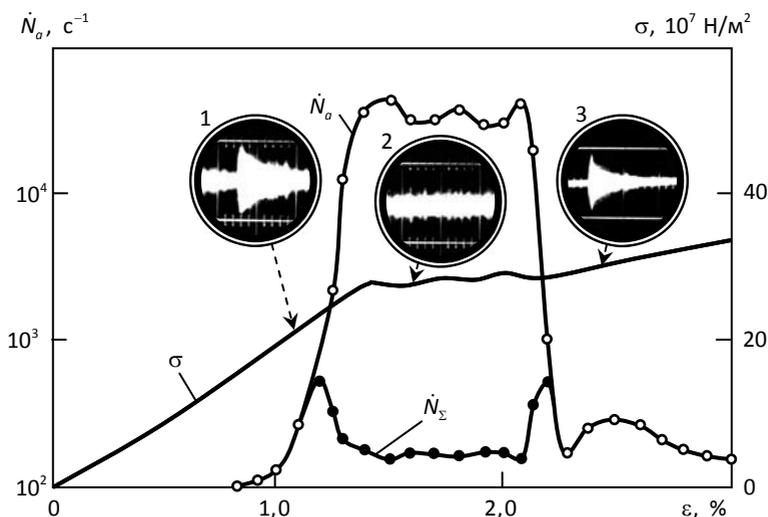


Рис. 3. Восстановленная по данным АЭ интенсивность потока актов пластической микродеформации \dot{N}_a вдоль кривой нагружения. Материал – сталь 20. N_Σ – активность АЭ, измеренная по существующему традиционному методу

гой области. Воспринимаемые датчиком АЭ сигналы в упругой области и переходной от упругой к пластической представлены на фото 1 (рис. 3) и обычно имеют вид отдельных всплесков с высокочастотным заполнением и затухающей по экспоненте амплитудой колебаний. При этом интенсивность потока актов АЭ увеличивается в переходной области и лавинообразно возрастает при деформациях, соответствующих площадке текучести. На площадке текучести отдельные импульсы АЭ сильно перекрываются и регистрируемые сигналы АЭ имеют вид почти непрерывной эмиссии (фото 2 на рис. 3). По окончании площадки текучести интенсивность АЭ резко падает. Перед разрушением образца часто снова наблюдается некоторое возрастание интенсивности АЭ.

В настоящее время пока нет полной ясности в вопросах излучения АЭ металлами. У материалов, обладающих площадкой текучести, резкое возрастание интенсивности АЭ можно связать с отрывом дислокаций от атмосфер Коттрелла [96; 100].

Таким образом, сопоставляя характер изменения интенсивности АЭ в процессе деформирования стали 20 с известными данными о кинетике дислокаций, наблюдаемое поведение интенсивности АЭ, по нашему мнению, можно связать со следующими особенностями структуры ОЦК металлов: а) низкой (порядка 10^3 см^{-2}) плотностью подвижных дислокаций в исходном состоянии вследствие закрепления дислокаций атмосферами примесей (особенно С и N) или частицами фаз; б) сильной зависимостью плотности и скорости движения подвижных дислокаций от деформации и напряжения (действительно, у железа [19] плотность подвижных дислокаций $\sim 10^{10}\epsilon$, а их скорость $\sim \tau^4$, где τ – сдвиговое напряжение).

Исходя из этих особенностей линейных дефектов структуры сплавов железа с низким содержанием углерода, экспериментально наблюдаемое поведение кривой $\dot{N}_a = \dot{N}_a(\epsilon)$ может иметь следующее объяснение. Задаваемая нагружающим устройством скорость деформирования $\dot{\epsilon}$ реализуется посредством упругой деформации кристаллической решетки с пропорциональным возрастанием напряжения только на начальных стадиях деформации. В конце упругой и в переходной областях начинается движение отдельных скоплений дислокаций у концентраторов напряжения. Коллективный характер движения скопления дислокаций приводит к суперпозиции упругих импульсов отдельных дислокаций в акустические импульсы с амплитудами, достаточными для регистрации приемным пьезодатчиком. Величина энергии этих импульсов для разных материалов оценена нами в параграфе 2.3.

Оказалось, что в конце упругой и переходной области средняя энергия акта акустического излучения имеет величину порядка $5 \cdot 10^{-15}$ Дж и мало зависит от скорости деформирования.

При приближении нагрузки к пределу текучести происходит лавинообразное возрастание плотности подвижных дислокаций за счет освобождения от атмосфер Коттрелла и размножение дислокаций в процессе деформации. Лавинообразное возрастание плотности подвижных дислокаций сопровождается резким увеличением интенсивности потока актов АЭ \dot{N}_a .

Напряжение увеличивается до тех пор, пока движущиеся с большой скоростью дислокации не обеспечат полностью такую скорость деформации, которая сравнивается с прилагаемой испытательной машиной скоростью деформирования [19]. Вследствие дальнейшего продолжения деформирования (так как $\dot{\epsilon} = \text{const}$) продолжается пропорциональное размножение дислокаций, создающее на некоторое время количество дислокаций большее, чем необходимо для поддержания заданной деформации. Это вызывает появление площадки текучести и иногда некоторое падение напряжения (зуб текучести), пока скорость движения дислокаций не упадет до уровня, обеспечивающего скорость деформации образца, соответствующую скорости движения захвата нагружающего устройства.

Образование полос Людерса-Чернова приводит к значительной неоднородности процесса деформации, а следовательно, и размножения подвижных дислокаций на площадке текучести вследствие ее сосредоточения в основном на фронте полосы Людерса-Чернова. Вследствие этого распространение полосы Людерса-Чернова через образец приводит к высокой интенсивности акустического излучения на всей площадке текучести. При этом интенсивность потока актов АЭ \dot{N}_a на площадке текучести должна быть пропорциональна скорости распространения фронта полосы Людерса-Чернова.

Относительно постоянное значение \dot{N}_a на площадке текучести (см. рис. 3) позволяет предположить приблизительно постоянную скорость движения фронта полосы Людерса-Чернова, что действительно наблюдалось экспериментально при постоянной скорости движения захвата нагружающего устройства.

Средняя энергия акта акустического излучения оценена в параграфе 2.3, где показано, что на площадке текучести она мало зависит от скорости деформации и имеет величину порядка $2 \cdot 10^{-15}$ Дж.

Ввиду пропорциональной зависимости интенсивности АЭ от скорости деформации и объема области деформирования можно оценить удельную акустическую активность материала, опреде-

лив ее как $C = \dot{N}_a / \dot{\epsilon} V$ где: \dot{N}_a – интенсивность потока актов АЭ; $\dot{\epsilon}$ – скорость деформации; V – объем области деформирования. Подставив экспериментальные значения \dot{N}_a , $\dot{\epsilon}$, V , получим, что для стали 20 удельная акустическая активность на площадке текучести: $C \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$.

После распространения полосы Людерса–Чернова через весь образец начинается стадия деформационного упрочения, деформация становится более однородной, скорости подвижных дислокаций падают на несколько порядков, что приводит к резкому падению интенсивности импульсов АЭ после окончания площадки текучести (см. рис. 3).

Наблюдаемое незначительное возрастание акустической активности перед разрушением образца стали 20 (на рис. 3 эта область нагружения не показана), очевидно, вызвано локальной неоднородностью деформации при образовании микропор и их последующим объединением в центральную трещину.

Таким образом, высокая интенсивность импульсов акустического излучения на площадке текучести сплава (Fe – 0,2 % С) обусловлена явлениями пластической неустойчивости при малом уровне деформационного упрочения на начальных стадиях пластического течения. Особенно значительная пластическая неустойчивость, приводящая к прерывистому характеру движения дислокаций, возможна при соизмеримости скорости движения дислокаций и скорости диффузии примесных атомов к ядрам дислокаций.

Высокий уровень деформационного упрочения на начальных стадиях деформирования, например, благодаря повышенному содержанию углерода или легирующих элементов, должен приводить к существенному уменьшению максимальных значений интенсивности акустического излучения вследствие значительного подавления эффектов пластической неустойчивости.

Нами получено, что максимум регистрируемой интенсивности потока актов АЭ легированной стали, не имеющей площадки текучести, действительно более чем на порядок меньше, чем у стали 20, имеющей площадку текучести [41; 103; 137].

Результаты наших исследований особенностей АЭ при деформации технических сплавов на основе железа с высоким содержанием углерода показывают значительную акустическую активность практически вдоль всей диаграммы нагружения, что, скорее всего, связано с наличием графитовых включений, являющихся мощными концентраторами напряжений и способствующих локальной пластической деформации еще на ранней стадии нагружения с дальнейшим образованием микротрещин в металлической основе [41; 103; 137].

Это уже элементарные процессы разрушения, и они протекают с выделением большого количества энергии, частично регистрируемой в виде сигналов АЭ. При этом наблюдаемая интенсивность потока актов АЭ непосредственно связана с плотностью графитовых включений как источников концентрации напряжений. Более подробно экспериментальные результаты регистрации акустического излучения сплава (Fe – 3,5 % C) – чугуна с пластинчатым перлитом – при одноосном растяжении приведены в [103]. В этом сплаве чередование пластин цементита и феррита сильно подавляет пластичность. Деформация осуществляется отдельными актами безмножественного скольжения, что и регистрируется в виде непрерывного акустического излучения с высокой интенсивностью импульсов АЭ вплоть до разрушения образца.

Процесс зарождения и роста трещин также сопровождается акустическим излучением регистрируемого уровня. Образование и рост микротрещин приводят к локальным разрывам сплошности. Причем некоторая часть высвобождающейся поверхностной энергии может переноситься в виде объемных, а при наличии границ – и поверхностных акустических волн. Акустическое излучение при зарождении и росте трещины широко наблюдается экспериментально. Рост трещины – процесс, в котором сочетаются необратимые акты пластической деформации (перемещение дислокаций) и повреждения структуры (образование, рост и накопление микротрещин). На стадиях зарождения и докритического подрастания микротрещин доминируют первые, на этапе

закритического роста – вторые. Однако и те и другие могут быть источниками акустического излучения. При трещинообразовании обычно отмечается большая амплитуда всплеск АЭ, что значительно облегчает ее регистрацию.

Акустическое излучение при зарождении микротрещины происходит в момент объединения одноименных дислокаций в микротрещину. Действительно, в металлах возможно почти мгновенное образование микротрещин с размерами порядка 0,1 мкм в результате действия всего одной тепловой флуктуации по механизму «спускового крючка» [124]. По результатам этих работ заторможенные сдвиги создают области локальных перенапряжений в пределах нескольких десятков ангстрем, окруженные зоной «подпора» с размерами менее 1 мкм. Зарождение микротрещин происходит путем термоактивированного объединения одноименных дислокаций при условии:

$$n\tau \geq 0,5Dn^{-(2\chi - 1)/(1 - \chi)},$$

где n – число дислокаций в скоплении; τ – касательное напряжение в плоскости скопления; $D = G/2\pi(1 - \nu)$; G – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона; $\chi \geq 0,5$. В металлах это условие легко выполняется уже при $n \approx 20-30$.

При этом образование микротрещины осуществляется за счет энергии области «подпора» до тех пор, пока большая часть дислокаций из этой области не попадет в трещину. Благодаря высокой подвижности дислокаций в зоне «подпора» зарождение микротрещины происходит достаточно быстро, что сопровождается акустическим импульсом регистрируемого уровня.

Одним из ценных достоинств метода АЭ-анализа является принципиальная возможность количественной оценки параметров процесса накопления повреждений (микротрещин) по данным АЭ-испытаний. Существует много моделей, описывающих кинетику процессов накопления повреждений и ее связь с сопутствующей АЭ [18; 35; 36; 67; 68; 120]. Все эти модели являются в значительной степени аппроксимационными и вследствие разброса регистрируемых параметров АЭ вполне удовлетворительно

описывают экспериментальные результаты в рамках как лавинообразного экспоненциального, так и степенного накопления повреждений. Наиболее просто по данным АЭ-испытаний определяются параметры лавинообразного экспоненциального процесса накопления повреждений [35; 36; 67; 68]. Методика такого определения предложена нами и изложена в параграфе 4.2.

На заключительных стадиях разрушения происходит локализация процесса накопления повреждений (микротрещин) и образование макротрещины. В этом плане интересные результаты по экспериментальному исследованию особенностей разрушения композиционных материалов с помощью метода АЭ получены в [114; 131; 148]. По данным этих исследований кинетика разрыва волокон в композиционных материалах существенно отличается от кинетики, предполагаемой на основе моделей объемного разрушения и концентрационного критерия. Были проведены прямые эксперименты с определением координат разрывов волокон по разности времен прихода сигналов АЭ к двум датчикам, установленным на торцах образца.

Согласно [114; 131; 148] макроразрушение как в волокнистых композитах, так и в системе, наполненной частицами кварца, часто наступает не в результате накопления, роста и слияния отдельных дефектов (т. е. не в месте с наибольшей накопленной поврежденностью), а в месте, где освобождаемая энергия упругой деформации превышает «диссипативную способность» системы. В результате разрушается как бы наиболее сжатое сечение (объем), а наиболее поврежденные до этого сечения, содержащие большое количество микротрещин, остаются вне зоны развития магистральной макротрещины!

Эти результаты очень интересные, но требуют дополнительного подтверждения, так как поврежденность в данных экспериментах оценивалась по W – псевдоэнергии АЭ в ограниченной полосе частот, и не совсем понятно, насколько на самом деле она пропорциональна поврежденности.

Исследование параметров акустического излучения в процессе образования и роста макротрещины проводилось нами в усло-

виях, близких к состоянию плоской деформации, результаты приведены на рис. 4.

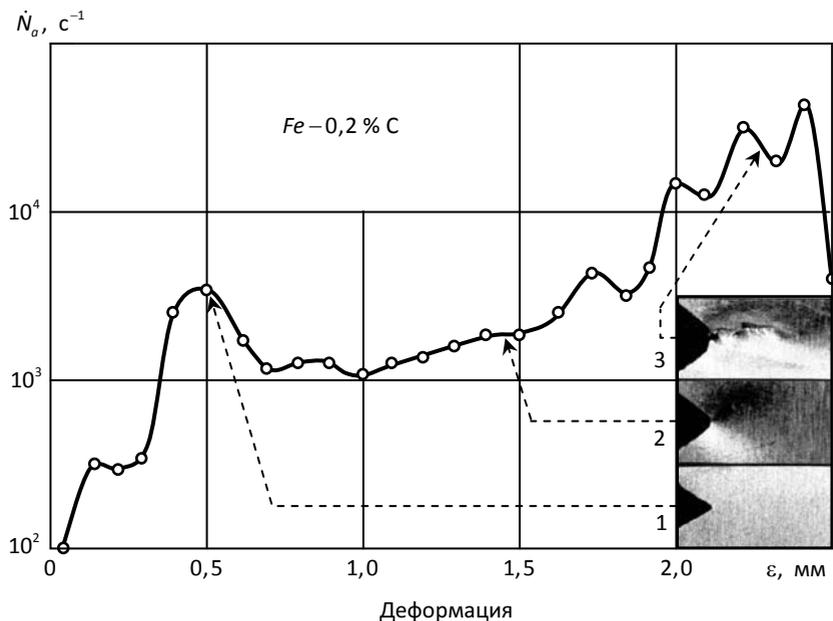


Рис. 4. Интенсивность потока актов микроповреждений в процессе зарождения и роста трещины, восстановленная по данным АЭ при внецентренном растяжении образца. Материал – сталь 20

Акустическая эмиссия регистрировалась при внецентренном растяжении плоских образцов с надрезом из материала сталь 20 [41; 67]. Зарождение и рост макротрещины фиксировались на поверхности образца с помощью измерительного микроскопа. Обнаружено, что первый максимум регистрируемой интенсивности потока актов АЭ появляется до образования видимой в измерительный микроскоп трещины (фото 1 на рис. 4) и, скорее всего, связан с интенсивной пластической деформацией у надреза в момент зарождения макротрещины. Образование макротрещины и ее рост (фото 2, 3 на рис. 4) сопровождается повторным значительным возрастанием регистрируемой интенсивности импульсов АЭ.

В работах [62; 67; 68; 157] нами экспериментально исследована связь параметров АЭ растущей трещины с коэффициентом интенсивности напряжений в ее окрестности при различном виде напряженного состояния. Дана физическая интерпретация обнаруженных амплитудных максимумов и характерных участков зависимости суммарного количества актов АЭ от длины трещины.

Установлено, что в случае плоского напряженного состояния излучение АЭ имеет большую интенсивность и начинается при высоких значениях коэффициента интенсивности напряжений, а разрушение имеет вязкий характер и, по данным АЭ, осуществляется большим количеством малых скачков.

В условиях плоской деформации АЭ излучается с меньшей интенсивностью и начинается при более низких значениях коэффициента интенсивности напряжений. Рост трещины в этих условиях, по данным АЭ, осуществляется посредством относительно малого количества достаточно больших скачков. Более подробно эти результаты приведены в параграфе 1.4.

1.2. Физико-механическая природа акта акустической эмиссии

Рассмотрим физико-механическую природу акта и связь амплитуды АЭ со скоростью деформации на примере модели акустического излучения при переходе скопления дислокаций через границу. Основы такой модели были предложены нами ранее в [41; 137], более поздние результаты приведены в работах [59; 67; 68; 170]. Физико-механическая природа дислокационного акта АЭ показана на рис. 5. Для простоты рассматривается скопление изображенных на рис. 5а краевых дислокаций, каждая из которых может быть представлена наличием в кристалле лишней атомной полуплоскости.

Известно, что при деформировании материалов приложенным напряжением σ движущиеся дислокации скапливаются у пре-

пятствий, что приводит к появлению касательного напряжения $\tau_2 n_2$, большего, чем активирующее источник (см. рис. 5):

$$\tau_2 n_2 \approx n_2 \tau_1 (L/l)^{1/2} = 0,5 n_2 \sigma (L/l)^{1/2}; (L/l) \gg 1,$$

где τ_1 – сдвиговое напряжение в линии скольжения длиной L первого дислокационного источника s_1 ; τ_2, n_2, l – соответственно сдвиговое напряжение, число дислокаций и длина линии скольжения вторичного источника s_2 .

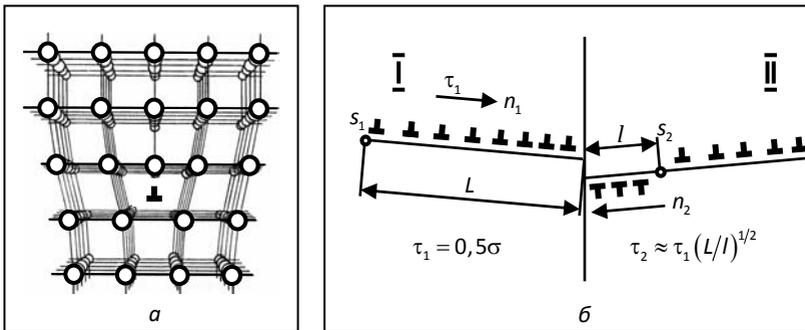


Рис. 5. Физико-механическая природа акта АЭ: *а* – краевая дислокация в простой кубической решетке; *б* – образование скопления дислокаций у границы при механическом нагружении

При большом количестве дислокаций во вторичном скоплении n_2 и учитывая, что обычно $(L/l) \gg 1$, напряжения на границе легко превышают критические даже при малом приложенном напряжении σ . Релаксация этого напряжения сопровождается излучением импульсов АЭ.

Полагая, что каждая дислокация при пересечении границы в момент времени t_i излучает короткий экспоненциальный импульс амплитудой x_{oi} , и учитывая, что их суперпозиция дает регистрируемый импульс амплитудой X , мы получили следующий вид нормированной амплитуды суммарного импульса АЭ [41; 67; 68; 137; 170]:

$$A(\lambda) = \frac{X}{nx_{oi}} = \frac{1}{n} \sum_{k=0}^{n-1} \exp\left(-\frac{\lambda k}{n}\right); \lambda^{-1} \sim \bar{v}; \dot{\epsilon} = M\rho_0 b \bar{v}, \quad (1.3)$$

где n – количество дислокаций в скоплении; $\lambda = t_r/\tau_a$ – отношение времени $t_r = n(t_i - t_{i-1})$ пересечения границы скопления к постоянной времени релаксации напряжения τ_a ; \bar{v} – среднее значение скорости дислокаций; $\dot{\epsilon}$ – скорость деформации; M – ориентационный фактор; ρ_0 – плотность подвижных дислокаций; b – модуль вектора Бюргерса.

На рис. 6 показана реализация такой модели акта АЭ на примере зарождения микротрещины по дислокационному механизму Коттрелла при пересечении двух плоскостей скольжения в металлах с ОЦК решеткой.

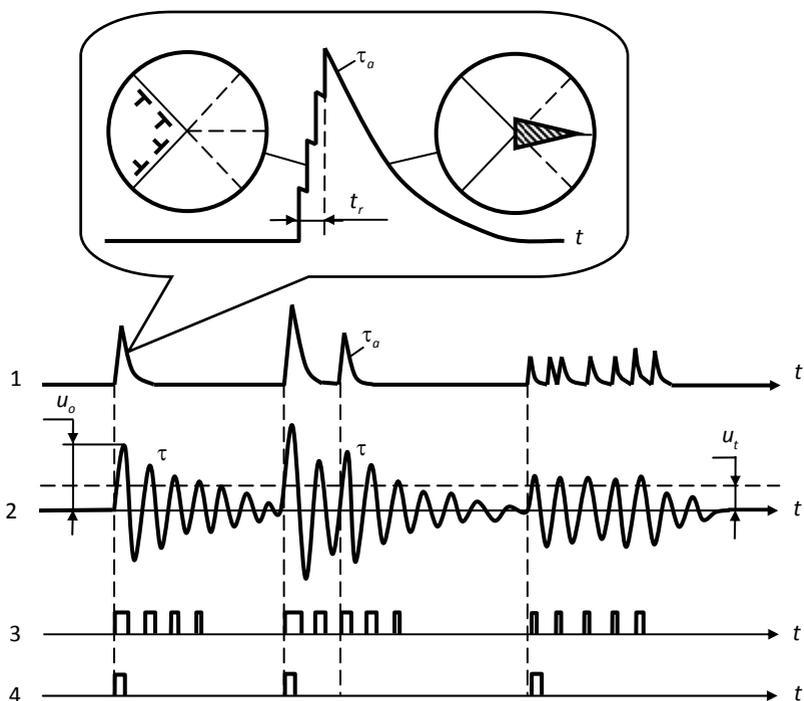


Рис. 6. Акт АЭ при дислокационном зарождении микротрещины и его регистрация приемной аппаратурой: 1 – поток излученных актов АЭ; 2 – поток регистрируемых радиоимпульсов АЭ; 3 – поток осцилляций АЭ; 4 – поток огибающих протектированных сигналов АЭ

Далее, учитывая, что скорость деформации $\dot{\epsilon}$ линейно связана со средней скоростью дислокаций \bar{v} , и перейдя от суммирования к интегрированию по k (переход к интегрированию допустим, так как обычно число дислокаций в скоплении n достаточно велико), получим [59; 67]:

$$A(\dot{\epsilon}) \approx \int_0^{n-1} \exp\left(-\frac{Ck}{n\dot{\epsilon}}\right) dk \approx \frac{\dot{\epsilon}}{\sqrt{\dot{\epsilon}_{\min} \dot{\epsilon}_{\max}}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\sqrt{\dot{\epsilon}_{\min} \dot{\epsilon}_{\max}}}{\dot{\epsilon}}\right) \right], \quad (1.4)$$

где $C \approx \sqrt{\dot{\epsilon}_{\min} \dot{\epsilon}_{\max}} \approx \sqrt{F_{\min} F_{\max}}$ – некоторая константа; $\dot{\epsilon}_{\min}$, $\dot{\epsilon}_{\max}$, F_{\min} , F_{\max} – соответственно минимальные и максимальные в эксперименте скорости (частоты) деформации.

Подобную формулу можно записать и для связи амплитуды АЭ с частотой нагружения F в случае усталостных испытаний (так как $\dot{\epsilon} \sim F$):

$$A(F) \approx \frac{F}{\sqrt{F_{\min} F_{\max}}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\sqrt{F_{\min} F_{\max}}}{F}\right) \right]. \quad (1.5)$$

Соотношения (1.4) и (1.5) связывают нормированную амплитуду A излучаемого импульса АЭ скопления дислокаций со скоростью $\dot{\epsilon}$ или частотой F деформации.

Можно показать, что аналогичные зависимости выполняются и при объединении скопления микротрещин в макротрещину.

Вследствие многомодового распространения, отражения, трансформации типов волн, затухания высокочастотных составляющих и резонансных свойств приемной аппаратуры регистрируемые сигналы АЭ сильно отличаются от излученных упругих импульсов АЭ. Обычно регистрируемые сигналы АЭ имеют вид радиоимпульсов с максимальной (пиковой) амплитудой u_0 и затухающей по экспоненте (с постоянной времени τ) амплитудой колебаний (диаграмма 2 на рис. 6). При этом чаще всего измеряют превышающее порог отсечки количество осцилляций сигналов АЭ N (диаграмма 3 на рис. 6) и \dot{N} – скорость счета АЭ (количество осцилляций в единицу времени), а также суммарное количество огибающих протектированных импульсов (вспышек) АЭ N_{Σ} (ди-

аграмма 4 на рис. 6) и активность АЭ \dot{N}_Σ (количество протектированных импульсов в единицу времени) [1; 41; 67; 68]. В тексте данной монографии для подчеркивания процедуры детектирования вместо N_Σ и \dot{N}_Σ использованы обозначения N_d и \dot{N}_d .

Установлено, что если регистрируемые радиоимпульсы АЭ сильно не перекрываются, то их пиковые амплитуды u_0 пропорциональны амплитудам первичных излученных импульсов АЭ X . На основании (1.2), (1.3) можно записать следующие соотношения для теоретического вида зависимости средней регистрируемой амплитуды АЭ A^* от скорости деформации $\dot{\epsilon}$ или частоты нагружения F :

$$A^*(\dot{\epsilon}) = A(\dot{\epsilon}) \left(\frac{m_u|_{\dot{\epsilon}=\dot{\epsilon}_{\max}}}{A|_{\dot{\epsilon}=\dot{\epsilon}_{\max}}} \right); \quad A^*(F) = A(F) \left(\frac{m_u|_{F=F_{\max}}}{A|_{F=F_{\max}}} \right), \quad (1.6)$$

где $m_u|_{\dot{\epsilon}=\dot{\epsilon}_{\max}}$, $m_u|_{F=F_{\max}}$ – измеренные средние значения пиковых амплитуд АЭ при максимальных в эксперименте скоростях ($\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_{\max}$) или частотах ($F = F_{\max}$) деформации; $A|_{\dot{\epsilon}=\dot{\epsilon}_{\max}}$, $A|_{F=F_{\max}}$ – соответственно нормированные амплитуды при тех же значениях скоростей (частот) деформации.

На рис. 7 приведены графики соотношений (1.6) совместно с результатами экспериментального измерения m_u при нескольких скоростях и частотах нагружения образцов стали 07X16H6. Наблюдается хорошее соответствие теоретических кривых результатам эксперимента.

Эксперименты показывают, что реальный вид зависимостей (1.6) с достаточной для практики точностью хорошо аппроксимируется следующими простыми соотношениями:

$$A^*(\dot{\epsilon}) = m_u(\dot{\epsilon}_{\max})^m \sqrt[m]{\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_{\max}}; \quad A^*(F) = m_u(F_{\max})^m \sqrt[m]{F/F_{\max}}; \quad 2,5 \leq m \leq 3. \quad (1.7)$$

Практическое использование зависимостей (1.6) и (1.7) позволяет скорректировать влияние скорости или частоты нагружения на амплитуду регистрируемых импульсов, что заметно повышает точность и достоверность результатов метода АЭ.

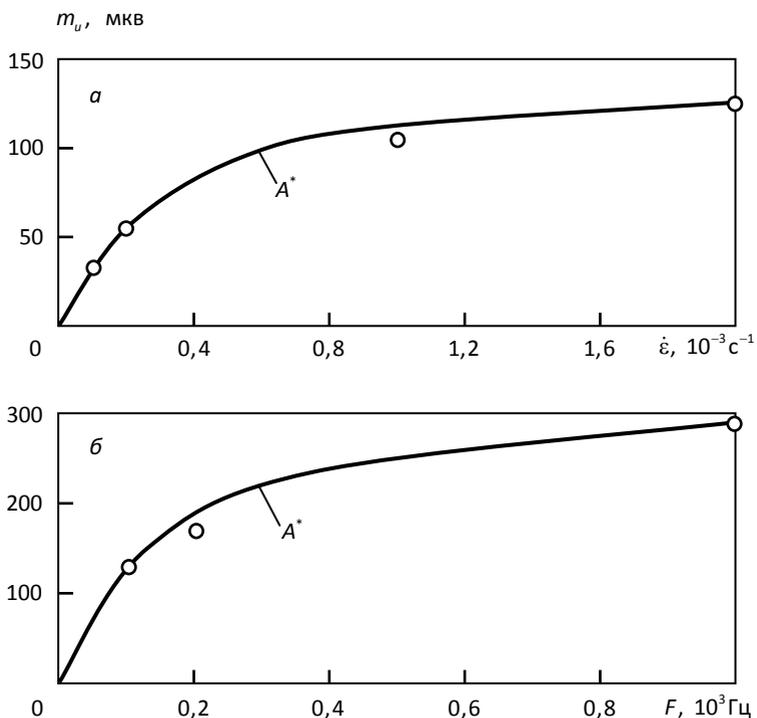


Рис. 7. Зависимость средней амплитуды АЭ от скорости деформации (а) и частоты нагружения (б): а – при $C = 4,5 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; б – при $C = 3,2 \cdot 10^2 \text{ Гц}$

1.3. Экспериментальное определение функции распределения случайной величины и ее плотности

Допустим, мы изготовили n образцов одинакового диаметра для механических испытаний. В силу случайных причин их реальные диаметры всегда получаются немного различными и при точном измерении имеют следующие значения:

$$x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_n \quad (1.8)$$

Тогда можно считать, что мы имеем дело со случайной величиной X – диаметром образца, которая для каждого конкретного образца принимает определенные значения $x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_n$. Случайная величина полностью определяется своей *функцией распределения*, которую часто называют просто *распределением*.

Если X – случайная величина, то записанная ниже функция $F(x)$ по определению называется *функцией распределения* случайной величины X , т. е.

$$F(x) = F_X(x) = P(X < x), \quad (1.9)$$

где $P(X < x)$ – вероятность того, что случайная величина X принимает значение, меньшее x .

Таким образом, по самому определению функция распределения $F(x)$ является вероятностью того, что изготовленные образцы имеют диаметр меньше, чем x . Естественно, что $\lim F(x) = 1$ при $x \rightarrow \infty$.

Очень важно, что функция распределения является как бы «паспортом» случайной величины, так как она содержит всю информация о случайной величине. Поэтому если удастся в явном виде установить вид функции распределения, то мы имеем самую полную информацию о статистических свойствах данной случайной величины.

На практике обычно определяется эмпирическая (выборочная) функция распределения $F^*(x)$, которая при большом объеме выборки (1.8) стремится к $F(x)$. По определению *эмпирической функцией распределения* (функцией распределения выборки) называют функцию $F^*(x)$, определяющую для каждого значения x относительную частоту события, когда $X < x$, т. е.

$$F^*(x) = n_k/n, \quad (1.10)$$

где: n_k – число x_i , меньших по значениям, чем x ; n – объем выборки.

Из теоремы Бернулли следует, что при достаточно большом объеме выборки функции $F^*(x)$ и $F(x) = P(X < x)$ мало отличаются друг от друга [126].

Таким образом, для определения графика выборочной функции распределения $F^*(x)$ вышеописанной выборки (1.8) по оси

абсцисс откладываются измеренные значения диаметров образцов x_i , а по оси ординат – количество образцов, имеющих диаметры менее, чем x_i , поделенное на общее количество образцов (рис. 8а).

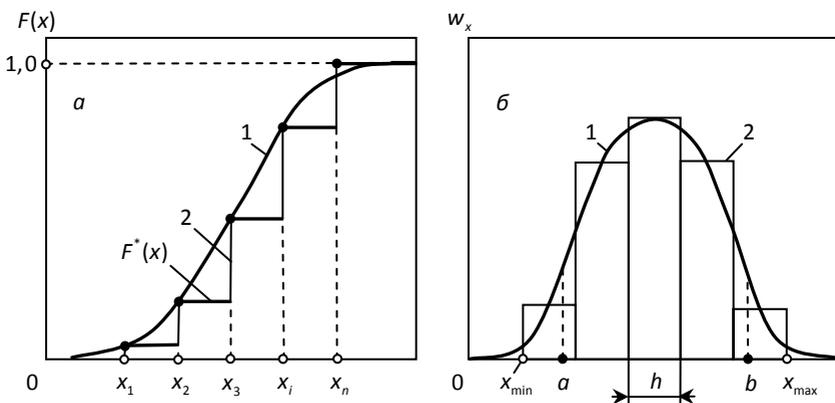


Рис. 8. Экспериментальное определение функции распределения случайной величины (а) и плотности ее распределения (б):
1 – непрерывное распределение; 2 – аппроксимирующая гистограмма

В пределе, когда n стремится к бесконечности и значения случайной величины X целиком заполняют некоторый интервал, случайная величина является непрерывной, и мы имеем случай функции распределения непрерывной случайной величины $F(x)$ (см. рис. 8а).

При этом вероятность того, что случайная величина попадает в некоторый интервал, например, от a до b :

$$P(a \leq X < b) = F(b) - F(a). \quad (1.11)$$

Если функция распределения случайной величины дифференцируема, то ее *плотностью вероятностей* называется производная

$$p(x) = F'(x) = dF(x)/dx. \quad (1.12)$$

В этом случае вероятность того, что случайная величина попадает в интервал от a до b , равна площади под кривой $p(x)$:

$$P(a \leq X < b) = F(b) - F(a) = \int_a^b p(x) dx. \quad (1.13)$$

В отличие от самой функции распределения случайной величины, ее плотность чаще бывает более чувствительна к группировке данных исследуемых процессов, чем и объясняется ее более частое использование.

Выборочная плотность распределения $p^*(x)$ обычно оценивается по экспериментальным гистограммам. Для этого весь промежуток наблюдаемых значений $[x_{\min}; x_{\max}]$ разбивается на несколько промежуточных интервалов шириной h и вдоль оси абсцисс откладываются дискретные, кратные h значения исследуемого процесса. Затем для каждого из полученных интервалов подсчитывается и откладывается число попавших в него значений последовательности (1.8).

В результате получается многоугольник (рис. 8б), называемый гистограммой, с площадью, равной числу всех наблюдаемых значений, т. е. объему выборки. Для упрощения построения и повышения точности обычно указываются не интервалы, по которым группируются результаты, а их середины. Кроме того, при оценке плотности распределения по гистограмме ее площадь обычно приводится к единице (нормализуется), так как по определению сумма вероятностей всех наблюдаемых значений образует полную группу событий, вероятность которой равна единице:

$$P(x_{\min} \leq X < x_{\max}) = F(x_{\max}) - F(x_{\min}) = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} p(x) dx = 1.$$

Оптимальное число интервалов разбиения шириной h сильно зависит от формы самого распределения, вследствие чего строгих математических формул для выбора оптимального количества интервалов пока не существует. Для выборок среднего объема (несколько сотен элементов) число интервалов обычно выбирают в диапазоне 8–12. Часто (особенно в англоязычной литературе) для обозначения функции распределения $F(x)$ и ее плотности $p(x)$ используются другие буквы: $W(x)$ и $w(x)$.

В качестве случайной величины X можно рассматривать не только диаметр образцов (x), но и разрывающее их напряжение (σ_e), амплитуду сигналов АЭ (u), временной интервал между импульсами АЭ (Δt) и т. д.

Например, наши исследования и анализ результатов других авторов показывают: несмотря на то, что форма, амплитуда и длительность самих импульсов АЭ сильно искажаются в процессе распространения и регистрации, плотности их функций распределения $w(u)$ и $w(\Delta t)$ достаточно устойчивы к искажениям и во многих случаях оказываются наиболее информативными.

1.4. Связь функции распределения прочности с количеством актов акустической эмиссии

Измерение интенсивности потока актов АЭ и их общего количества позволяет исследовать кинетику накопления повреждений. Это очень важно, поскольку знание кинетики повреждений дает возможность оценки долговечности изделий и прогнозирования поведения сложных механических систем в условиях накопления повреждений с целью диагностики их предразрушающего состояния. В основе такого прогнозирования, как и во всех других практических приложениях явления АЭ, лежит связь кинетики процессов дефектообразования с параметрами сопутствующего акустического излучения. Однако вопросам практического исследования этой связи, от степени которой напрямую зависит надежность результатов прогнозирования, до сих пор внимания уделяется явно недостаточно.

Экспериментальное определение связи потока актов АЭ с кинетикой повреждений проводилось нами при одноосном растяжении стандартных образцов стали 95X18 [27; 54; 64; 66–68]. Эта хромистая коррозионно стойкая нержавеющая сталь достаточно широко применяется в двигателестроении, например, для изготовления подшипников, работающих в агрессивных средах.

Испытания осуществлялись на разрывной машине УМЭ-10ТМ. Прием и регистрация сигналов АЭ с восстановлением потока актов АЭ производились с помощью установки АП-51ЭМ (с целью получения максимально возможной точности применяли восстановление потока актов АЭ по зарегистрированным сигналам АЭ с использованием методики, рассмотренной в параграфе 2.2.

Для каждого образца определяли разрушающую нагрузку σ_σ и восстановленное суммарное количество актов АЭ до момента разрушения N_σ . Затем строили выборочные функции распределения прочности $F(\sigma_\sigma)$ и количества актов АЭ $F(N_\sigma)$. Результаты, полученные нами при одноосном растяжении партии из 67 стандартных цилиндрических образцов стали 95Х18, приведены на рис. 9.

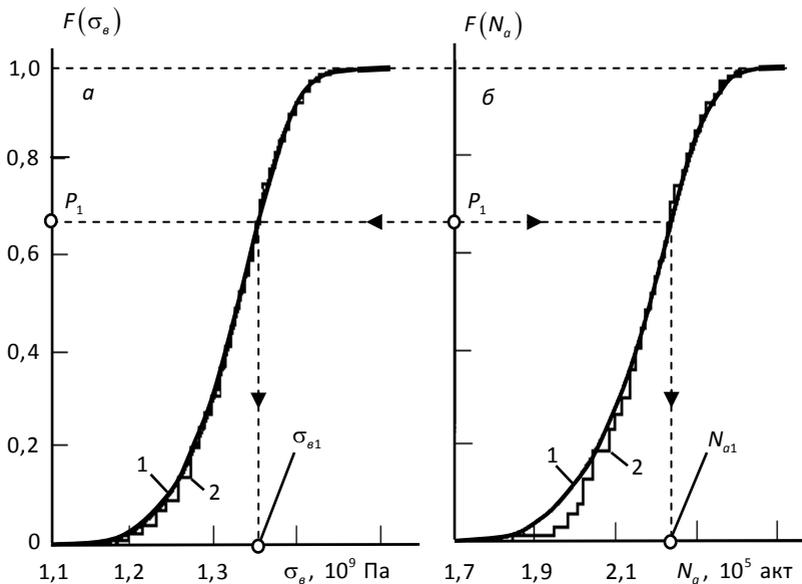


Рис. 9. Выборочные функции распределения прочности (а) и суммарного количества актов АЭ (б): 1 – аппроксимация выборочных функций нормальным законом; 2 – экспериментальные значения

По определению функции распределения (1.9) функция $F(\sigma_\sigma)$ описывает вероятность разрушения при напряжении ниже σ_σ , а

$F(N_a)$ – вероятность разрушения при количестве актов АЭ, меньшем N_a .

Видно, что эти функции подобны и обладают простой характерной формой: вначале сравнительно быстро растут, имеют в середине плато, а затем довольно медленно асимптотически приближаются к единице.

Именно обнаруженное нами явное подобие функций $F(\sigma_e)$ и $F(N_a)$ и позволяет в принципе осуществить диагностику прочности по потоку сопутствующей АЭ. Подобие этих функций распределения позволяет также предположить линейную зависимость между σ_e и N_a .

Статистическая обработка результатов по стандартной методике наименьших квадратов [113; 146] дает следующее уравнение регрессии при коэффициенте корреляции, очень близком к единице:

$$\sigma_e = 374,12N_a + 523,79; \rho = 0,9961, \quad (1.14)$$

где ρ – коэффициент корреляции между N_a (10^5 актов) и σ_e (МПа) при одинаковых значениях их функций распределения.

Столь сильная корреляция восстановленного суммарного количества актов АЭ N_a с напряжением разрушения σ_e и числом циклов до образования трещины n позволяет сделать вывод [54; 64; 67] о достаточно высокой надежности результатов и потенциальной перспективности использования метода АЭ-диагностики.

1.5. Акустическое излучение трещины. Связь его параметров с коэффициентом интенсивности напряжений и типом напряженного состояния

Метод акустико-эмиссионной диагностики предразрушающего состояния материалов к настоящему времени достиг уже такого уровня развития, который обеспечивает вполне удовлетворительную достоверность его результатов. Вместе с тем достоверность АЭ-метода можно еще более увеличить, если использовать

дополнительную информацию о связи параметров АЭ с физико-механическими аспектами растущих дефектов.

С целью получения этой информации нами была экспериментально исследована корреляция параметров акустического излучения растущей трещины с коэффициентом интенсивности напряжений в ее окрестности при различном типе напряженного состояния в материале [62; 67; 68; 157]. Эксперименты проводились на стандартных плоских образцах с надрезом типа ВР [121] размером 60 на 60 миллиметров из высокопрочной стали 07Х16Н6 при внецентренном растяжении. Форма, размеры образцов и места крепления датчиков АЭ показаны на рис. 10.

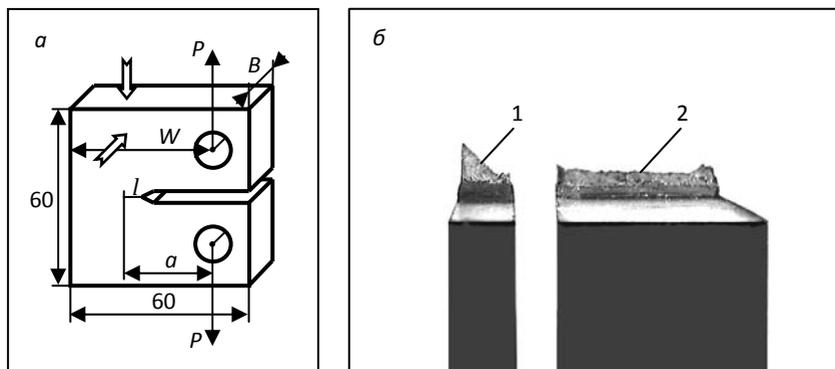


Рис. 10. Форма образцов (а) и вид излома после их разрушения (б):
1 – тонкие образцы (косой излом); 2 – толстые образцы (плоский излом).
Стрелками показаны места крепления датчиков АЭ

Испытывались два вида образцов: толщиной 4 и 15 мм. На тонких образцах имитировалось разрушение в условиях, близких к плоскому напряженному состоянию. Эти образцы при разрушении давали чисто косой, ориентированный под углом 45° излом (образец 1 на рис. 10б). Толстые образцы имели плоский излом при разрушении отрывом (образец 2 на рис. 10б). Доля косого излома (губы среза) толстых образцов составляла всего несколько процентов, что позволяло говорить о реализации условий, близких к плоской деформации.

Деформирование образцов осуществлялось с помощью специальных захватов, закрепленных на разрывной машине УМ-10ТМ, обеспечивающей нагрузку до 10^5 Н. Прием и обработку сигналов АЭ производили с помощью АЭ диагностического комплекса АП-71Э собственной разработки (см. параграф 6.5) [67; 68].

Приемные датчики АЭ приклеивались клеем типа циакрин либо через слой контактной смазки прижимались к боковой поверхности образцов. Длина трещины регистрировалась с помощью измерительного микроскопа и кинокамеры. Для возможности более точной оценки энергетических параметров АЭ на верхней торцевой поверхности образцов, параллельной плоскости роста трещины, иногда устанавливался дополнительный селективный датчик АЭ, максимально чувствительный к продольной моде волны.

В ходе экспериментов регистрировались интенсивность потока, плотности распределений амплитуд и временных интервалов следования импульсов АЭ, по которым затем восстанавливалась истинная (излученная) интенсивность потока актов АЭ \dot{N}_a и определялось общее количество актов АЭ N_a . Восстановление параметров потока актов АЭ осуществлялось по методике, изложенной в параграфе 2.2.

На рис. 11 приведена временная привязка восстановленных по данным эксперимента значений общего количества актов АЭ N_a к длине трещины l .

Видно, что на начальных стадиях ее роста зависимость $N_a = N_a(l)$ близка к экспоненциальной либо степенной и начинается с некоторого (отличного от нуля) значения. Это вызвано тем, что первый максимум регистрируемой интенсивности АЭ \dot{N}_a появляется еще до образования видимой в измерительный микроскоп трещины и связан с интенсивной пластической деформацией у надреза в момент зарождения макротрещины. Образование макротрещины и ее рост сопровождаются новым значительным возрастанием потока актов АЭ. При этом на значительном участке нагружения зависимость $N_a = N_a(l)$ остается близка к линейной, что позволяет говорить о стабильном размере микроскачков трещины на этих участках.

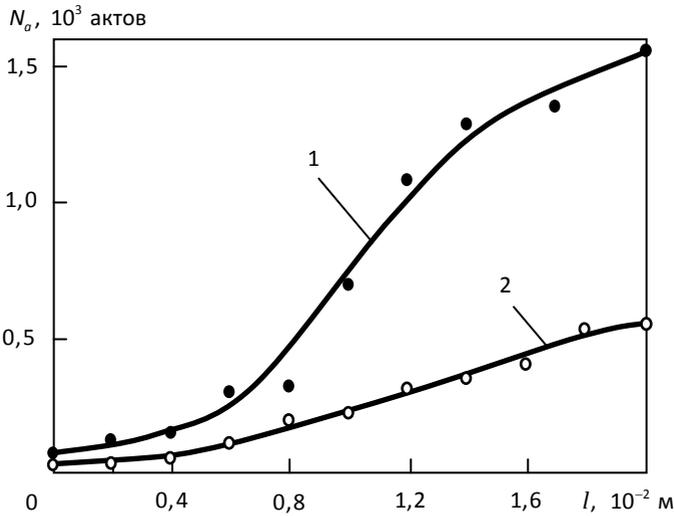


Рис. 11. Зависимость суммарного количества потока актов АЭ от длины трещины: 1 – тонкие образцы (плоское напряженное состояние); 2 – толстые образцы (плоская деформация).
Материал – сталь 07Х16Н6

На заключительных стадиях разрушения наблюдается некоторое отклонение зависимости $N_a = N_a(l)$ от линейного вида, скорее всего, связанное с уменьшением объема областей релаксации напряжений при скачках трещины перед разрушением образца.

Коэффициент интенсивности напряжений K для используемой геометрии образцов рассчитывался по соотношению [121]:

$$K = \frac{P}{BW^{1/2}} \left[29,6 \left(\frac{a}{W} \right)^{1/2} - 185,5 \left(\frac{a}{W} \right)^{3/2} + 655,7 \left(\frac{a}{W} \right)^{5/2} - 1017 \left(\frac{a}{W} \right)^{7/2} + 638,9 \left(\frac{a}{W} \right)^{9/2} \right], \quad (1.15)$$

где P – приложенная нагрузка; B – толщина образца; W – ширина рабочей части образца; a – длина разреза; $a = 0,5W + l$; l – длина трещины.

Полученная экспериментально зависимость общего (суммарного) количества актов АЭ N_a от коэффициента интенсивности напряжений K приведена на рис. 12а (кривая 1 – для тонких образцов; 2 – для толстых).

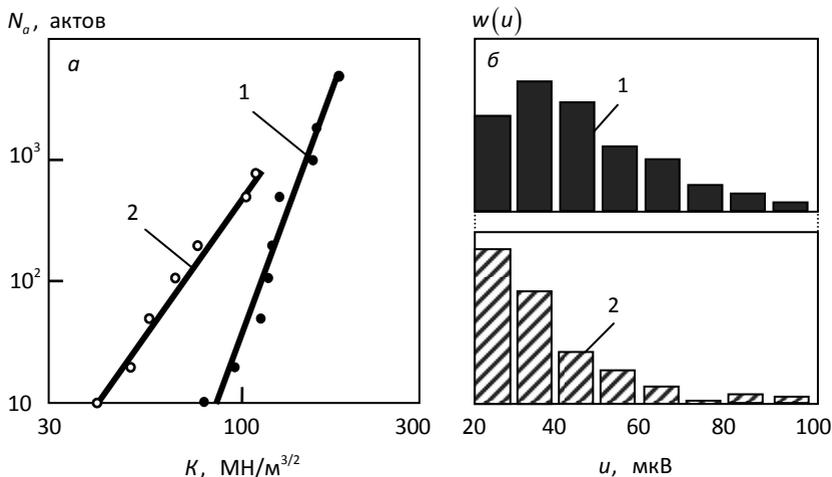


Рис. 12. Связь суммарного количества потока актов АЭ с коэффициентом интенсивности напряжений (а) и плотность амплитудного распределения АЭ перед разрушением (б): 1 – тонкие образцы (плоское напряженное состояние); 2 – толстые образцы (плоская деформация).
Материал – сталь 07Х16Н6

Видно, что эта связь достаточно хорошо описывается предложенной Х. Данеганом степенной зависимостью вида

$$N_a = \beta K^\alpha, \quad (1.16)$$

где α и β – некоторые параметры.

С помощью метода наименьших квадратов получено, что для тонких образцов $\alpha = 8,2$; для толстых $\alpha = 4,5$. Таким образом, имеет место достаточно высокая чувствительность показателя степени α к типу напряженного состояния в материале.

Статистический анализ сигналов АЭ дал следующие результаты: у всех исследованных как тонких, так и толстых образцов плотность распределения временных интервалов следования ак-

тов АЭ почти до самого момента разрушения близка к экспоненциально спадающему виду, что говорит о чисто случайном (пуассоновском) типе потока актов микроповреждения на этих стадиях нагружения (вопросы применимости модели пуассоновского потока к явлению АЭ подробно рассмотрены в параграфе 2.1).

Вместе с тем у части образцов перед разрушением (и почти у всех в сам момент разрушения) наблюдалось некоторое отклонение параметров потока от пуассоновского.

Плотность амплитудного распределения сигналов АЭ на большей части кривой нагружения как тонких, так и толстых образцов имела монотонно спадающий вид, близкий к степенному распределению. У тонких образцов при высоких значениях коэффициента интенсивности напряжений часто регистрировалось появление максимума амплитудного распределения АЭ. Этот максимум хорошо заметен на рис. 12б, где приведены плотности амплитудных распределений АЭ $w(u)$ при K большем 80 % от максимального значения коэффициента интенсивности напряжений при разрушении тонкого (гистограмма 1) и толстого (гистограмма 2) образцов.

Результаты эксперимента показывают, что в случае плоского напряженного состояния (тонкие образцы) излучение АЭ начинается при относительно высоких значениях коэффициента интенсивности напряжений у вершины трещины (см. кривую 1 на рис. 12а). Суммарное количество излученных актов АЭ N_a достаточно велико и имеет степенной вид зависимости от K с высоким значением показателя степени α . Следовательно, в этом случае разрушение осуществляется достаточно большим количеством малых скачков трещины и носит более вязкий характер.

Появление максимума амплитудного распределения АЭ (гистограмма 1 на рис. 12б) свидетельствует о том, что развитие трещины переходит в стадию, когда ее рост начинает контролироваться какими-либо границами. Физически это означает (см. параграф 3.6), что границы элементов гетерогенности (границы зерен, субзерен, блоков) становятся эффективными стопорами для растущей трещины и значительный вклад в регистрируемую

АЭ вносят акты АЭ при релаксации напряжений за счет актов пластической микродеформации.

В случае же плоской деформации (толстые образцы) эмиссия начинается при более малых значениях коэффициента интенсивности напряжений K (кривая 2 на рис. 12а) и сопровождается падением показателя степени α . Общее количество актов АЭ N_a в этом случае значительно ниже, что говорит о достаточно больших скачках трещины и их меньшем количестве. Отсутствие амплитудного максимума АЭ (гистограмма 2 на рис. 12б) позволяет утверждать, что скачки трещины уже не контролируются размером зон структурной гетерогенности материала (границы не являются эффективными стопорами) и трещина растет случайным образом.

Учет описанных выше связей суммарного количества, формы статистических распределений амплитуд и временных интервалов следования актов АЭ с видом напряженного состояния, особенностями роста и длиной трещины дает возможность более точной идентификации и моделирования стадий разрушения по данным АЭ-испытаний. Это позволяет дополнительно повысить достоверность идентификация тонких механизмов микроразрушения материалов по результатам АЭ-исследований.

Глава 2. ПУАССОНОВСКИЙ ПОТОК КАК МОДЕЛЬ ОПИСАНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ АКТОВ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

2.1. О применимости модели пуассоновского потока к эффекту акустической эмиссии

Характерной особенностью строения реальных кристаллических тел является *случайность* расположения содержащихся в них дефектов решетки и, соответственно, полей внутренних напряжений, порождаемых этими дефектами. Это приводит к *статистическому* характеру акустического излучения, сопровождающего образование и движение дефектов.

Наиболее широко используемым и легко измеряемым параметром для описания потока случайных событий (актов) является его интенсивность $\dot{N}_a = dN_a/dt$, определяемая как среднее количество событий потока N_a в единицу времени. Однако для полного описания потока следует знать вид плотности функции распределения $w(\Delta t)$ интервалов времени $\Delta t = t_i - t_{i-1}$ между его соседними событиями.

Дело в том, что тип потока актов излучения существенно зависит от особенностей динамики структурных преобразований твердого тела.

Поэтому исследование плотности вероятности временных интервалов $w(\Delta t)$ между актами АЭ в принципе позволяет полу-

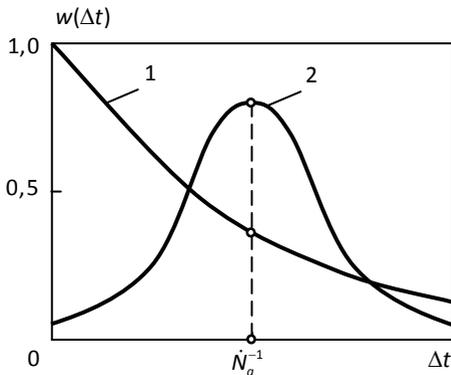


Рис. 13. Вид плотности функций распределения временных интервалов Δt между событиями различных случайных процессов при одной и той же интенсивности их потока \dot{N}_a : 1 – процесс Пуассона; 2 – нормальный процесс

читать ценную информацию об особенностях кинетики процессов изменения (повреждения) структуры тела. Например, даже при одной и той же интенсивности \dot{N}_a исследуемого потока АЭ плотность функции распределения его интервалов $w(\Delta t)$ может иметь совершенно различный вид, так как она определяется конкретными статистическими свойствами вызвавшего его физического процесса (рис. 13).

По крайней мере на ранних стадиях структурных изменений и деструкции материалов естественно предположить пуассоновский характер потока актов структурных преобразований и соответствующего им излучаемого потока актов АЭ.

Пуассоновский процесс – это «самый случайный» процесс, к которому стремятся все реальные физические процессы, если появление новых событий процесса не зависит от появления предыдущих, а вероятность одновременного появления двух событий близка к нулю. То есть если из чисто случайного характера кинетики повреждения структуры твердого тела предположить независимость вероятности появления событий (актов) процесса деформирования от начала отсчета времени (стационарность), нулевую вероятность появления более одного акта этого процесса за бесконечно малый интервал времени (ординарность) и независимость вероятности появления i -го акта от момента появления $(i - 1)$ -го акта (т. е. отсутствие последствия), то поток таких событий по определению будет пуассоновским [126; 130; 132].

Насколько известно, гипотеза о применимости модели пуассоновского потока к явлению АЭ впервые высказывалась еще в

начале 1970-х гг. В. М. Барановым, И. В. Гулевским и автором этого исследования.

Экспериментальное подтверждение пуассоновского характера явления АЭ впервые было получено именно нами в [77; 78]. В ходе определения параметров потока актов АЭ установлено, что в большинстве случаев плотность распределения временных интервалов между соседними актами АЭ $w(\Delta t)$ при различных процессах структурных изменений, включая фазовые переходы и накопление микроповреждений вдоль всей кривой нагружения, действительно описывается экспоненциальной зависимостью [40; 41; 67; 68; 73; 137; 156; 177]:

$$w(\Delta t) = \dot{N}_a \exp(-\dot{N}_a \Delta t), \quad (2.1)$$

где \dot{N}_a – интенсивность актов (событий) потока.

Выражение (2.1) соответствует плотности вероятности временных интервалов между событиями пуассоновского потока [132].

У такого потока $P_r(\Delta t)$ – вероятность появления r актов в интервале времени Δt – подчиняется распределению Пуассона

$$P_r(\Delta t) = [(\dot{N}_a \Delta t)^r / r!] \exp(-\dot{N}_a \Delta t). \quad (2.2)$$

В качестве примера на рис. 14 показаны наши результаты экспериментального определения $w(\Delta t)$ в процессе кристаллизации льда (фазовый переход первого рода), а на рис. 15а – при одноосном растяжении стандартных образцов стали 95Х18 (Fe; 1 % С; 18 % Cr).

Анализ распределений показывает, что они действительно группируются около кривой 2, описываемой зависимостью (2.1).

С точностью до 1,5 % среднее значение интервала между импульсами АЭ Δt на этих гистограммах равно стандартному отклонению, т. е. $\Delta t \approx s_{\Delta t}$. Выполнение условия $\Delta t = s_{\Delta t}$ является экспериментальным критерием соответствия пуассоновскому типу потока.

Кроме того, при отсутствии экспериментальных данных гипотеза пуассоновского потока событий может во многих случаях применяться априорно на основании предельной теоремы потоков

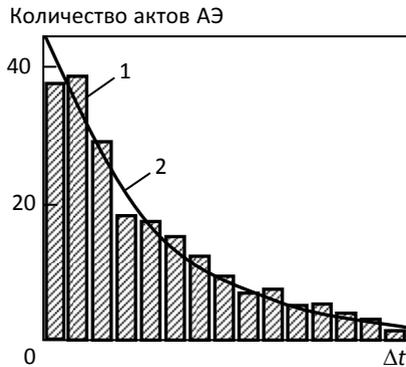


Рис. 14. Экспериментальные гистограммы распределения временных интервалов между актами АЭ при кристаллизации льда (фазовый переход первого рода). Объем выборки – 202 акта; число каналов анализатора – 15; ширина канала – 0,45 мс: 1 – экспериментальные значения; 2 – аппроксимирующий пуассоновский поток

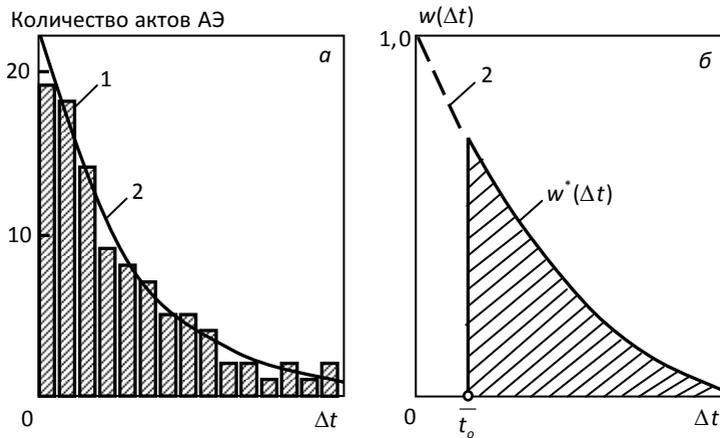


Рис. 15. Экспериментальные гистограммы распределения временных интервалов между актами АЭ (а) и идеализированный вид плотности распределения интервалов между событиями пуассоновского потока при наличии «мертвого времени» (б). Материал – сталь 95X18. Деформация $\varepsilon = 2,16$ %; объем выборки – 104 акта; число каналов анализатора – 15; ширина канала $dt = 1,92$ мс: 1 – экспериментальные значения; 2 – аппроксимирующий пуассоновский поток

[132], утверждающей, что результирующий поток будет пуассоновским, если он состоит из суперпозиции любых независимых потоков малой интенсивности. При регистрации сигналов АЭ эти условия обычно выполняются, так как мы почти всегда регистрируем поток эмиссии от нескольких, чаще всего независимых микроисточников, распределенных по некоторому локальному микрообъему.

К сожалению, поток регистрируемых сигналов АЭ во многих случаях сильно отличается от потока актов АЭ источника внутри тела, вследствие чего приходится решать задачу восстановления истинных (излученных) параметров источника по зарегистрированным сигналам АЭ.

Сигналы, регистрируемые на выходе приемного датчика АЭ, сильно растягиваются и искажаются вследствие многомодового распространения, отражения, трансформации типов волн, затухания высокочастотных составляющих, резонансных свойств приемной аппаратуры и имеют вид радиоимпульсов с затухающей по экспоненте амплитудой колебаний (см. рис. 6, 16а). При высокой интенсивности \dot{N}_a излученного потока актов АЭ на площадке текучести и перед разрушением материала близко расположенные импульсы (вспышки АЭ) перекрываются, что приводит к большим ошибкам в оценке параметров потока.

Для учета степени перекрытия импульсов АЭ необходимо знать их среднюю длительность. Рассчитаем ее количественно [40; 67; 156].

Если импульс АЭ на выходе приемного тракта описывается затухающим по экспоненте радиоимпульсом (рис. 16а), то длительность его огибающей t_0 на уровне дискриминации определяется выражением

$$t_0 = \tau \ln(u_0/u_t), \quad (2.3)$$

где τ – постоянная времени послезвучания сигнала АЭ в образце и приемном датчике ($\tau \gg \tau_a$ на рис. 6); u_0 – максимальная (пиковая) амплитуда импульса АЭ; u_t – уровень порога дискриминации.

Длительность t_0 можно рассматривать как «мертвое время» системы, так как если временной интервал между актами АЭ мень-

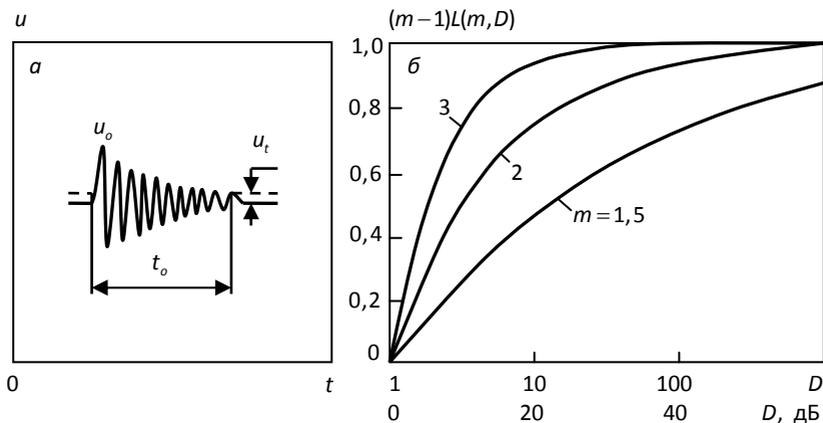


Рис. 16. Форма регистрируемого импульса АЭ (а) и графики значений параметра $L(m, D)$ (б)

ше t_0 , они регистрируются как один импульс. Из соотношения (2.3) следует, что t_0 зависит от максимальной амплитуды импульса АЭ u_0 . Поэтому для вычисления среднего значения мертвого времени необходимо знать вид и параметры амплитудного распределения импульсов АЭ.

Известно, что в широком (порядка 40 дБ и более) динамическом диапазоне амплитудные распределения АЭ лучше всего описываются *степенной* зависимостью [30; 67; 68; 161; 199].

Данные наших собственных экспериментов, а также анализ результатов других авторов показывают, что плотность амплитудного распределения АЭ $w(u_0)$ в широком динамическом диапазоне для большинства материалов хорошо описывается зависимостью (см. параграф 3.1)

$$w(u_0) = (u_0/u_t)^{-m}, \quad 1 \leq m \leq 3. \quad (2.4)$$

При этом обычно $m \approx \text{const}$ вдоль почти всей кривой нагружения $\sigma - \varepsilon$ (нагрузка – деформация) и чаще всего $m \approx 2$. Иногда перед разрушением значение m падает на 10–20 %, что может служить дополнительным индикатором наступления предразрушающего состояния.

Степенной вид амплитудного распределения АЭ часто наблюдается и в ходе других процессов, например при растворения различных кристаллов (см. рис. 45).

Найдем среднюю длительность импульсов АЭ $\overline{t_0}$ для степенного распределения, описываемого выражением (2.4). Для этого вначале пронормируем (2.4) на единичную площадь

$$\begin{aligned} \alpha \int_{u_t}^{u_{0\max}} w(u) du &= \alpha \int_{u_t}^{u_{0\max}} \left(\frac{u}{u_t} \right)^{-m} du = \alpha \int_1^D x^{-m} dx = \alpha \left. \frac{x^{1-m}}{1-m} \right|_1^D = \\ &= \alpha (D^{1-m} - 1) / (1-m) = 1, \end{aligned}$$

откуда нормированная плотность амплитуд АЭ $w_n(x)$ будет иметь следующий вид:

$$w_n(x) = (1-m)(D^{1-m} - 1)^{-1} w(x), \quad (2.5)$$

где $x = u_0/u_t$ - нормированная амплитуда; u_0 - пиковая амплитуда; u_t - порог дискриминации; $D = u_{0\max}/u_t$ - динамический диапазон сигналов АЭ; $u_{0\max}$ - максимальная амплитуда, соответствующая верхней границе динамического диапазона сигналов АЭ.

Для вычисления $\overline{t_0}$ воспользуемся известной формулой математического ожидания [126; 130]. Применительно к вычислению $\overline{t_0}$ математическое ожидание $M(t_0)$ функции (2.3) случайной величины с нормированной плотностью вероятности (2.5) будет равно

$$\overline{t_0} = M(t_0) = \int_1^D t_0(x) w_n(x) dx = \tau \frac{1-m}{D^{1-m} - 1} \int_1^D x^{-m} \ln x dx.$$

Интегрируя по частям и проведя необходимые преобразования, получим

$$\overline{t_0} = \tau \left. \frac{(1-m)}{D^{1-m} - 1} x^{1-m} \left[\frac{\ln x}{1-m} - \frac{1}{(1-m)^2} \right] \right|_1^D = \tau L(m, D), \quad (2.6)$$

где

$$L(m, D) = (m-1)^{-1} - (D^{m-1} - 1)^{-1} \ln D, \quad (2.7)$$

откуда

$$\bar{t}_0 = \tau[1 - (D - 1)^{-1} \ln D] \quad \text{при } m = 2; \quad (2.8)$$

$$\bar{t}_0 \approx \tau / (m - 1) \quad \text{при } D \gg 1. \quad (2.9)$$

Графический вид зависимости (2.7) при разных значениях m и D приведен на рис. 16б. Анализ (2.7) и (2.8) показывает, что уже при $D = 100$ (40 дБ) и $m \geq 2$ соотношение (2.9) выполняется с точностью выше 5 %.

Таким образом, в случае большого динамического диапазона сигналов средняя длительность импульсов АЭ t_0 почти не зависит от порога дискриминации и приблизительно равна τ при обычно наблюдаемых значениях m около двух.

Среднюю длительность сигнала АЭ t_0 , описываемую формулой (2.8) и обусловленную послезвучанием этого сигнала в исследуемом теле и приемном датчике, можно рассматривать как среднее мертвое время. Существуют два основных типа мертвого времени. Оно может быть продлевающегося типа, т. е. зависящим от приходящих на протяжении мертвого времени импульсов (обычное детектирование), и непродлевающегося типа, длительность которого не зависит от приходящих в мертвое время импульсов [40; 41; 67; 68; 137; 156]. Непродлевающееся мертвое время иногда реализуется в АЭ-приборах путем выработки прямоугольного импульса, запирающего регистрирующий тракт на время, большее длительности импульса АЭ t_0 (иногда его называют временем парализации t_{par}).

Несмотря на наличие ряда качественных оценок учета потерь импульсов для наиболее простого случая непродлевающегося аппаратного мертвого времени, аналогичная проблема до сих пор очень остро стоит при использовании различных датчиков в биофизике, оптической связи, ядерно-физическом эксперименте и т. д. [104].

Мертвое время, близкое к непродлевающемуся, дает разработанный нами ранее метод амплитудно-временного селектирования сигналов АЭ [12; 41; 137; 140]. Суть метода заключается в се-

лектировании принятых сигналов АЭ строб-импульсами, длительность которых автоматически управляется амплитудой каждого радиоимпульса АЭ и равна суммарному мертвому времени датчика и материала, и в измерении интенсивности потока селективных импульсов \dot{N}_s . Такое селективное применено в нашем приборе АП-51Э (параграф 6.5) и защищено двумя авторскими свидетельствами на изобретения [12; 140]. Вместе с тем его схемотехническая реализация получается сложной, и согласно кривой 2 на рис. 17 все равно требуется процедура восстановления.

2.2. Методы восстановления потока актов излучения внутри тела по регистрируемым сигналам эмиссии на его поверхности

Оценим количественно влияние перекрытия части импульсов при оценке потока актов АЭ \dot{N}_a и получим соотношения, позволяющие восстановить количество потерянных актов АЭ [38; 40; 41; 67; 68; 137; 156; 167]. Для этого воспользуемся полученным выше выражением (2. 6) для среднего значения мертвого времени $\tau L(m, D)$ и пуассоновской моделью потока актов АЭ.

Знание (2.1) и (2.6) позволяет нам количественно оценить связь потока регистрируемых сигналов с излученным потоком актов АЭ. С учетом (2.1) усеченная плотность распределения временных интервалов при перекрытии части импульсов $w^*(\Delta t)$ имеет следующий вид (рис. 15б):

$$w^*(\Delta t) = 0 \text{ при } \Delta t < \bar{t}_0; \quad w^*(\Delta t) = w(\Delta t) \text{ при } \Delta t \geq \bar{t}_0. \quad (2.10)$$

Для количественного описания степени перекрытия импульсов АЭ введем параметр перекрытия K [38; 40; 41; 67; 68; 175]

$$K = \dot{N}_a \bar{t}_0. \quad (2.11)$$

Активность протектированных импульсов АЭ \dot{N}_d (по традиционной методике ее еще часто обозначают как \dot{N}_Σ [1]) равна

произведению действительной интенсивности потока актов АЭ на заштрихованную площадь под кривой (2.10), т. е. [38; 40; 41; 67; 68; 175]:

$$\dot{N}_d = \dot{N}_\Sigma = \dot{N}_a \int_{\bar{t}_0}^{\infty} \exp(-\dot{N}_a \Delta t) d\Delta t = \dot{N}_a \exp(-\dot{N}_a \bar{t}_0) = \dot{N}_a \exp(-K). \quad (2.12)$$

Потери при счете перекрывающихся импульсов АЭ приведены на рис. 17.

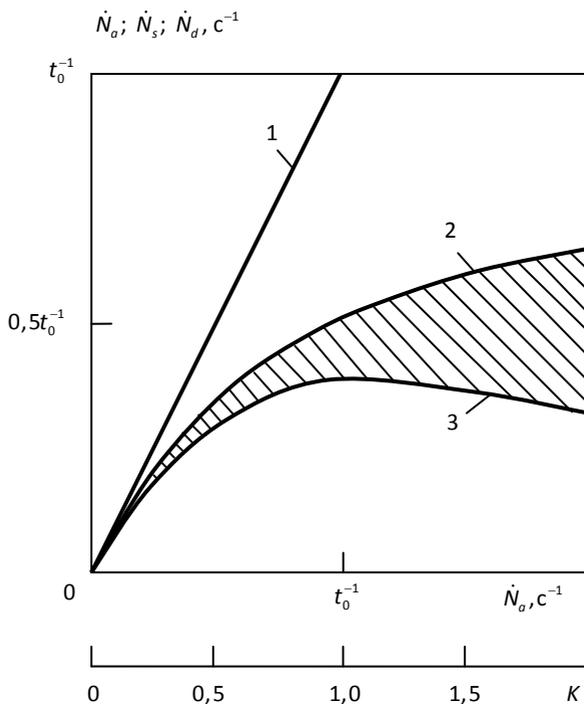


Рис. 17. Потери при счете перекрывающихся импульсов АЭ:
 1 — при отсутствии искажения и перекрытия сигналов;
 2 — при измерении потока селективных сигналов;
 3 — при измерении потока продетектированных сигналов

На этом рисунке по горизонтальной оси откладывается интенсивность потока излученных актов АЭ \dot{N}_a , а по вертикальной — ин-

тенсивность потока регистрируемых импульсов. При отсутствии искажения и перекрытия сигналов регистрируемая интенсивность точно соответствует излученной (прямая 1 на рис. 17)

Анализ (2.12) показывает (кривая 3 на рис. 17), что при подсчете продетектированных импульсов АЭ $\dot{N}_d = \dot{N}_a$ только при $K \ll 1$. При $K = 1$ регистрируемая активность имеет экстремум $\dot{N}_d^{\max} = 0,37\dot{N}_a$. При $K > 1$ метод детектирования приводит к провалам регистрируемой активности АЭ \dot{N}_d , так как $\lim \dot{N}_d = 0$ при $\dot{N}_a \rightarrow \infty$ ($K \gg 1$).

Следует отметить, что зависимость (2.10), соответствующая кривой $w^*(\Delta t)$ на рис. 15б (она же – кривая 1 на рис. 18а), является эквивалентной моделью. Она проста для понимания и удобна для расчетов. Реальное искажение плотности распределения при сильном перекрытии импульсов АЭ показано на рис. 18б и носит более сложный характер. Регистрируемое распределение как бы допол-

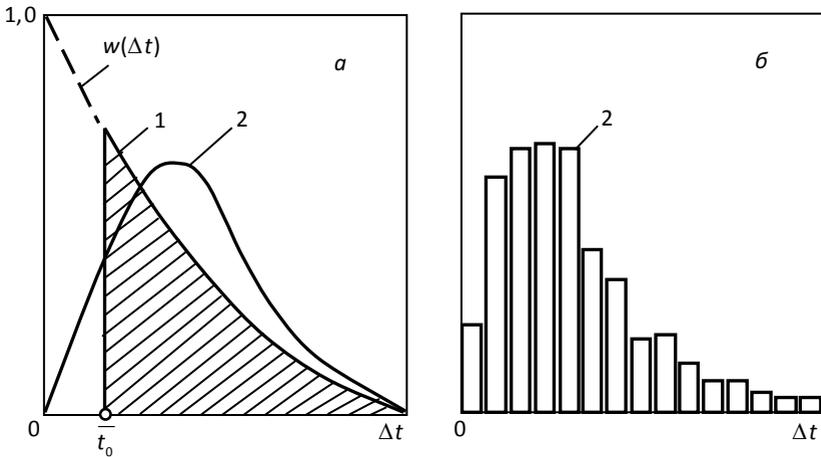


Рис. 18. Модельное представление (а) и экспериментальная плотность распределения временных интервалов между импульсами АЭ при их сильном искажении и перекрытии (б). Материал – сталь 95Х18. Деформация $\varepsilon = 2,5\%$; объем выборки 2775 импульсов; время выборки 1 с; число каналов гистограммы анализатора 15; ширина канала 0,072 мс; параметр перекрытия $K = 1,21$

нительно перекашивается относительно прямой $w^*(\Delta t) = w^*(\bar{t}_0)$ и имеет вид кривой 2 на рис. 18а. В качестве примера на рис. 18б приведено обнаруженное нами экспериментально искажение плотности распределения временных интервалов АЭ при сильном искажении и перекрытии импульсов АЭ при деформации образцов стали 95Х18.

Покажем, что эквивалентная модель (2.10) может применяться и в случае сильного перекрытия импульсов АЭ. Для этого рассмотрим связь между \dot{N}_d и \dot{N}_a не с использованием плотности распределения (2.10), а непосредственно через вероятности пустых интервалов пуассоновского потока излученных импульсов АЭ. Расчеты по вероятности пустых интервалов часто используются в задачах статистической радиофизики об импульсах [130; 132].

Длительность огибающей протектированного радиоимпульса (вспышки) АЭ \bar{t}_0 продлевается при попадании в нее следующего излученного импульса. Вследствие этого общее количество зарегистрированных протектированных импульсов АЭ N_d за некоторый интервал времени t есть произведение излученной интенсивности \dot{N}_a на время t и на вероятность отсутствия актов АЭ за предыдущий к излученному акту временной интервал \bar{t}_0 , т. е. $N_d = \dot{N}_a t P_0(\bar{t}_0)$. Здесь $P_0(\bar{t}_0)$ – вероятность пустого интервала, которая согласно (2. 2) равна $[(\dot{N}_a \bar{t}_0)^0 / 0!] \exp(-\dot{N}_a \bar{t}_0) = \exp(-\dot{N}_a \bar{t}_0)$.

С другой стороны, это же количество зарегистрированных импульсов АЭ N_d есть $\dot{N}_d t$. Следовательно, $N_d = \dot{N}_d t = \dot{N}_a t P_0(\bar{t}_0) = \dot{N}_a t \exp(-\dot{N}_a \bar{t}_0)$, откуда:

$$\dot{N}_d = \dot{N}_a \exp(-\dot{N}_a \bar{t}_0) = \dot{N}_a \exp(-K). \quad (2.13)$$

Видно, что соотношения (2.12) и (2.13) полностью идентичны. Следовательно, эквивалентную модель (2.10) можно применять и при сильном перекрытии импульсов АЭ. Таким образом, этот результат дополнительно подтверждает правомочность использования модели (2.10).

В случае непродлевающегося мертвого времени регистрируемую интенсивность импульсов АЭ \dot{N}_r можно определить по среднему значению Δt_r – интервала времени между регистрируемы-

ми импульсами АЭ [40; 41; 137]. Для этого вначале пронормируем (2.10) на единичную площадь:

$$\int_0^{\infty} w_n^*(\Delta t) d\Delta t = \beta \int_0^{\infty} w^*(\Delta t) d\Delta t = \beta \dot{N}_a \int_{\bar{t}_0}^{\infty} \exp(-\dot{N}_a \Delta t) d\Delta t = \beta \exp(-\dot{N}_a \bar{t}_0) = 1,$$

откуда

$$w_n^*(\Delta t) = \beta w^*(\Delta t) = \dot{N}_a \exp(\dot{N}_a \bar{t}_0) \exp(-\dot{N}_a \Delta t).$$

Для вычисления среднего значения интервала между регистрируемыми импульсами воспользуемся формулой математического ожидания $M(\Delta t_r)$:

$$\overline{\Delta t_r} = (\dot{N}_r)^{-1} = M(\Delta t_r) = \int_{\bar{t}_0}^{\infty} \Delta t w_n^*(\Delta t) d\Delta t = (1 + \dot{N}_a \bar{t}_0) / \dot{N}_a,$$

откуда

$$\dot{N}_r = \dot{N}_a / (1 + \dot{N}_a \bar{t}_0) = \dot{N}_a / (1 + K). \quad (2.14)$$

Анализ (2.14) показывает, что $\dot{N}_r = \dot{N}_a$ только при $K \ll 1$. При $K = 1$ имеем $\dot{N}_r = 0,5 \dot{N}_a$; $\lim \dot{N}_r = (\bar{t}_0)^{-1}$ при $\dot{N}_a \rightarrow \infty$ ($K \gg 1$). График функции (2.14) также приведен на рис. 17 (кривая 2).

Формулы (2.12), (2.14) позволяют количественно оценить искажение интенсивности потока актов АЭ. Вместе с тем для их практического использования необходимо найти способ оценки коэффициента перекрытия K по регистрируемым сигналам АЭ. Дело в том, что в соотношении (2.11) входит интенсивность потока актов \dot{N}_a , которую мы заранее не знаем. Попробуем выразить K через суммарную длительность импульсов на выходе регистрирующего тракта Σt_0 . Этот параметр легко определяется аппаратурно.

Разрешив (2.14) относительно \dot{N}_a и учитывая, что $\dot{N}_r \approx N_r / T$, $\Sigma t_0 \approx N_r t_0$, а K описывается соотношением (2.11), получим:

$$K = \dot{N}_a \bar{t}_0 = N_r \bar{t}_0 (1 + K) / T = \Sigma t_0 (1 + K) / T; \quad TK = \Sigma t_0 (1 + K),$$

откуда

$$K = \Sigma t_0 / (T - \Sigma t_0).$$

Следовательно,

$$K = \dot{N}_a \bar{t}_0 = \Sigma t_0 / (T - \Sigma t_0), \quad (2.15)$$

где Σt_0 – суммарная длительность импульсов АЭ (общее мертвое время) на выходе регистрирующего тракта за интервал измерения интенсивности T (например, $T = 1$ с или $T = 0,1$ с).

Разрешив формулы (2.12) и (2.14) относительно \dot{N}_a , можно получить достаточно простые соотношения для восстановления действительной интенсивности потока актов АЭ по регистрируемым сигналам АЭ, что позволяет существенно повысить достоверность результатов метода АЭ. Покажем это.

Разрешив (2.14) относительно \dot{N}_a , а также учитывая (2.15) и считая, что $\dot{N}_r \approx N_r / T$, получим следующие соотношения для восстановления интенсивности потока актов АЭ \dot{N}_a по интенсивности потока селективированных импульсов АЭ (мертвое время, близкое к непродлеваемомуся):

$$\dot{N}_a = \dot{N}_r / (1 - \dot{N}_r \bar{t}_0); \quad (2.16)$$

$$\dot{N}_a = \dot{N}_r / (1 - \dot{N}_r \bar{t}_0) = (1 + K) \dot{N}_r = N_r / (T - \Sigma t_0), \quad (2.17)$$

где N_r – количество зарегистрированных селективированных импульсов АЭ за время T ; T – временной интервал измерения интенсивности (например, $T = 1$ с или $T = 0,1$ с); Σt_0 – суммарная длительность сигналов АЭ на выходе регистрирующего тракта за время T .

Задача учета потерь импульсов до сих пор является весьма актуальной в различных областях науки, и в работе [104] другими методами для случая непродлевающегося мертвого времени и пуассоновского потока получена оценка среднего интервала истинного потока импульсов \hat{m} в зависимости от параметров наблюдаемого потока в следующем виде:

$$\hat{m} = n^{-1} \sum_{i=1}^n t_i^* - \tau, \quad (2.18)$$

где $\hat{m} = \lambda^{-1}$ – оценка среднего интервала истинного потока (величина, обратная интенсивности λ); n – число измеренных интерва-

лов t_i^* между наблюдаемыми импульсами; τ – мертвое время непродлевающегося типа.

Покажем, что результаты применения соотношений (2.18) и (2.16) полностью идентичны, а формула (2.18) представляет собой просто другую форму записи формулы (2.16).

Учитывая, что сумма интервалов $\sum_{i=1}^n t_i^*$ в (2.18) есть общее время t^* , т. е. $\sum_{i=1}^n t_i^* = t^*$, а наблюдаемая (регистрируемая) интенсивность по определению интенсивности есть $\dot{N}_r = n/t^*$, то формула (2.18) преобразуется к виду:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\dot{N}_r} - \tau = \frac{1 - \dot{N}_r \tau}{\dot{N}_r},$$

откуда следует, что

$$\hat{\lambda} = \dot{N}_r / (1 - \dot{N}_r \tau). \quad (2.19)$$

Соотношение (2.19) и полученное нами ранее (2.16) полностью совпадают. Учитывая, что наши результаты и результаты работы [104] получены разными методами, их совпадение может служить дополнительным подтверждением правомочности применения формул (2.16) и (2.17) для восстановления интенсивности исходного пуассоновского потока актов АЭ.

Алгоритм (2.16), (2.17) использовался в наших приборах АП-51Э для восстановления интенсивности потока актов АЭ \dot{N}_a . Его применение стало возможным благодаря предложенной нами ранее процедуре амплитудно-временного селектирования сигналов АЭ, приводящей мертвое время регистрируемых сигналов АЭ к виду, близкому к непродлевающемуся.

Метод селектирования [12; 41; 137; 139] дает хорошие результаты, однако аппаратная реализация такого селектора получается достаточно сложной и громоздкой.

Намного более просто реализуется метод восстановления \dot{N}_a по огибающей продетектированных всплесков (активности \dot{N}_d) АЭ [38; 40; 47; 67; 68; 156].

Разрешив (2.12) относительно \dot{N}_a и учитывая (2.15), получим:

$$\dot{N}_a = \dot{N}_d \exp K; \quad K = \Sigma t_0 / (T - \Sigma t_0). \quad (2.20)$$

Этот метод не требует специального селектирования и может быть реализован на большинстве уже существующих аппаратурных АЭ-комплексов.

Очень простой и достаточно эффективный метод восстановления вытекает из самого определения K по формуле (2.20):

$$K = \dot{N}_a \bar{t}_0 = \Sigma t_0 / (T - \Sigma t_0),$$

откуда

$$\dot{N}_a = K / \bar{t}_0 = \Sigma t_0 / (T - \Sigma t_0) \tau L(m, D). \quad (2.21)$$

Полученные результаты позволяют также восстановить \dot{N}_a по скорости счета осцилляции АЭ \dot{N} (см. рис. 6). Учитывая, что вследствие колебательного характера сигнала АЭ при измерении \dot{N} имеем близкое к непродлевающемуся мертвое время (2.6), воспользовавшись соотношением (2.17) и тем, что $\dot{N} \approx f t_0 \dot{N}_r$, получим

$$\dot{N}_a = (1 + K) \dot{N} / f \bar{t}_0 = \dot{N} / (f - \dot{N}) \bar{t}_0 = \dot{N} / (f - \dot{N}) \tau L(m, D), \quad (2.22)$$

где f – частота заполнения сигналов АЭ (приблизительно равна резонансу датчика).

Учитывая (2.22), легко получается еще одно соотношение для определения параметра перекрытия:

$$K = \dot{N}_a \bar{t}_0 = \Sigma t_0 / (T - \Sigma t_0) = \dot{N} / (f - \dot{N}). \quad (2.23)$$

Таким образом, параметр перекрытия K может быть легко определен по измеренным значениям Σt_0 либо \dot{N} и f регистрируемых сигналов АЭ.

Если сигналы АЭ имеют большой динамический диапазон D и в (2.6) можно считать $m \approx 2$ (что в большинстве случаев выполняется для реальной АЭ), то соотношения (2.21) и (2.22) с учетом (2.9) принимают чрезвычайно простую форму, весьма удобную для приближенных оценок \dot{N}_a

$$\dot{N}_a \approx K/\tau = \Sigma t_0 / (T - \Sigma t_0) \tau = \dot{N} / (f - \dot{N}) \tau. \quad (2.24)$$

Постоянная времени послезвучания τ легко оценивается по самим импульсам АЭ либо по прохождению короткого калибровочного импульса (по определению τ равна длительности огибающей импульса на уровне падения его амплитуды в e раз).

Относительную погрешность $\delta \dot{N}_a^{res}$ восстановления \dot{N}_a по соотношениям (2.16), (2.17), (2.20) – (2.22), (2.24) можно определить по формуле среднеквадратической ошибки функции нескольких переменных, которая, например, применительно к соотношению (2.20) дает следующую зависимость [40; 156]:

$$\delta \dot{N}_a^{res} = \sqrt{(\delta \dot{N}_a)^2 + (\Delta K)^2}, \quad (2.25)$$

где $\delta \dot{N}_a$, ΔK – относительная и абсолютная ошибки измерения \dot{N}_a и K .

Анализ соотношений (2.20) и (2.25) показывает, что в случае сильного наложения сигналов АЭ (при больших значениях параметра K) требуется достаточно высокая точность измерения K при восстановлении \dot{N}_a .

Каждая из формул теоретически может использоваться для восстановления \dot{N}_a во всем диапазоне изменений K . Вместе с тем экспериментальная проверка и результаты моделирования показали, что наиболее точные результаты получаются при их комбинировании. Например, достаточно точные результаты дает совместное использование соотношений (2.20) и (2.21) по следующему алгоритму. При $K < 1-3$ применяется формула (2.20), а при $K \geq 1-3$ – формула (2.21). При $K > 10$ (ситуация непрерывной эмиссии) вследствие недопустимо большой (более 100 %) погрешности дальнейшее восстановление прекращается и в качестве оценки снизу \dot{N}_a выдается последнее значение \dot{N}_a при $K = 10$.

Изложенные выше результаты позволяют восстановить истинную (излученную) интенсивность потока актов АЭ \dot{N}_a , соответствующую интенсивности потока актов различных процессов структурных изменений, включая фазовые переходы и накопле-

ние микроповреждений в материале, в результате чего существенно повышается достоверность метода АЭ.

В качестве примера на рис. 19 приведены типичные результаты восстановления \dot{N}_a по измеренной активности АЭ \dot{N}_d при одноосном растяжении стандартных образцов стали 95X18. Восстановление производилось по формуле (2. 20). Из рисунка видно, что измеренная по традиционной методике активность, т. е. интенсивность протектированных импульсов АЭ \dot{N}_d (рис. 19а) имеет некоторый максимум, а затем падает почти до нуля вследствие сильного искажения и перекрытия сигналов АЭ. Восстановленные же значения интенсивности потока актов АЭ \dot{N}_a экспоненциально возрастают до самого момента разрушения (рис. 19б). Также видно, что процедура восстановления приводит к существенному уменьшению ошибки (ошибки пропорциональны заштрихованным площадям на рис. 19) оценки действительной интенсивности потока актов АЭ.

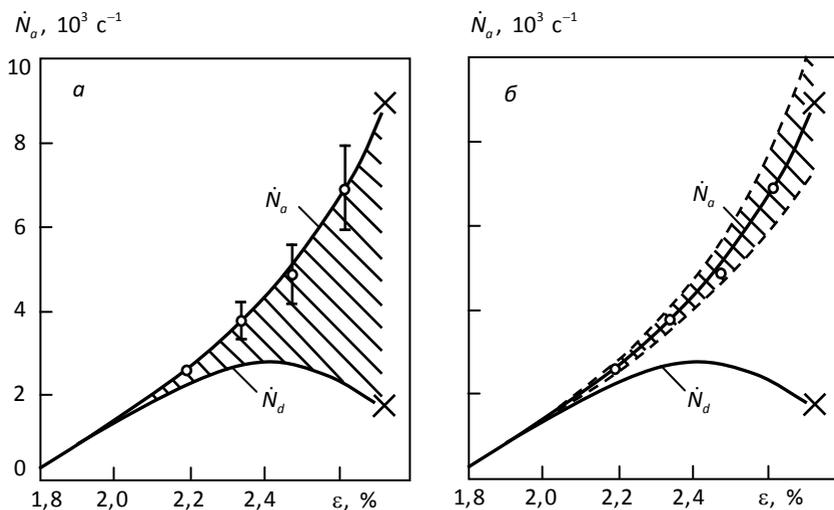


Рис. 19. Повышение достоверности результатов оценки потока актов АЭ при использовании метода восстановления. Материал – сталь 95X18; скорость деформации $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; крестики – моменты разрушения

Естественно, и после восстановления остается некоторая ошибка, так как само восстановление имеет некоторую погрешность, описываемую соотношением (2.25), но эта ошибка в разы меньше, чем без использования процедуры восстановления.

Дальнейшее, еще большее повышение достоверности результатов АЭ-метода возможно при дополнительном учете (восстановлении количества) и тех актов структурных изменений, амплитуды сигналов от которых лежат ниже уровня дискриминации (отсечки шумов) аппаратуры. Метод такого дополнительного восстановления предложен и описан нами в работах [59; 67; 170].

2.3. Использование модели пуассоновского потока для восстановления спектральной плотности акустической эмиссии во всей полосе частот

Важную информацию о физической природе процессов и стадиях деформации твердых тел несет спектр АЭ [41; 67; 68; 70; 134; 137; 203; 206]. Вследствие этого в последние годы все более широко начинают применяться методы диагностики повреждений по энергии и спектральному составу АЭ. Однако эксперименты показывают, что при таком анализе часто теряется более половины энергии АЭ, которая содержится в спектральных составляющих реальной АЭ выше и ниже регистрируемой полосы частот. Для многих материалов эти потери еще больше, так как при их исследовании приходится для достижения приемлемой чувствительности аппаратуры применять узкополосные приемные датчики АЭ.

Из всех регистрируемых параметров спектр претерпевает наибольшие искажения в процессе распространения и приема сигналов, что часто приводит к недостаточной достоверности результатов диагностики по энергетическим и спектральным параметрам АЭ. Нами предложен метод, позволяющий восстановить спектральный состав во всей полосе частот и по нему оценить среднюю длительность τ_a и истинную (излученную) среднюю

энергию акта АЭ E_a на разных стадиях деформации [41; 67; 68; 70; 137; 174].

Метод восстановления является развитием наших более ранних результатов по определению вида спектральной плотности АЭ на разных стадиях деформации. Было установлено, что по крайней мере на стадиях деформации в конце упругой области и на площадке текучести спектр энергии акустического излучения во всей полосе частот (от 0 до ∞) в первом приближении близок к спектру непрерывного случайного процесса авторегрессии 1-го порядка, а сам процесс АЭ имеет характер пуассоновского потока коротких упругих экспоненциальных импульсов [41; 137].

Вследствие этого удается экспериментально оценить полную мощность АЭ W во всей (от 0 до ∞) полосе частот по спектральной плотности $G^*(f)$, измеренной в ограниченной от f_1 до f_2 полосе. Это дает возможность определить полную среднюю энергию, приходящуюся на один акт АЭ, путем деления полной мощности W на восстановленное согласно (2.20) значение интенсивности потока актов АЭ \dot{N}_a . В качестве примера на рис. 20 приведены получен-

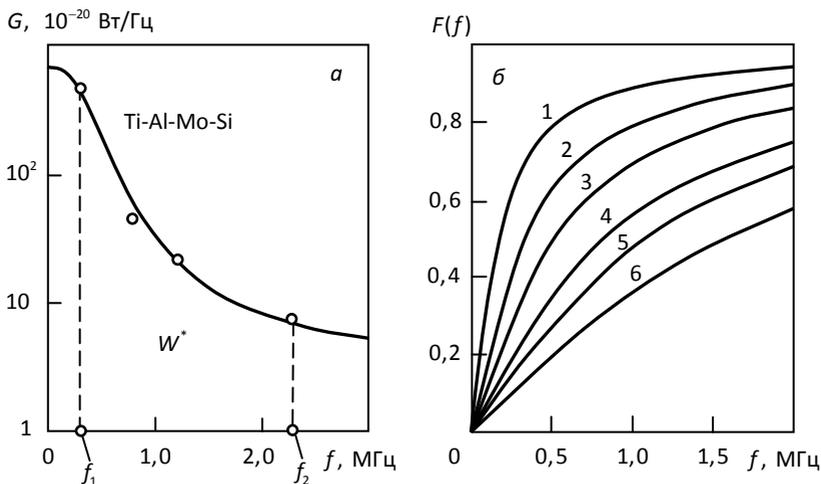


Рис. 20. Спектр АЭ сплава титана в конце упругой области (а) и графики значений $F(f)$ (б): τ_a равно: 1 - 10^{-6} с, 2 - $5 \cdot 10^{-7}$ с, 3 - $3 \cdot 10^{-7}$ с, 4 - $2 \cdot 10^{-7}$ с, 5 - $1,5 \cdot 10^{-7}$ с, 6 - 10^{-7} с

ные нами спектры потока сигналов АЭ двухфазного ($\alpha + \beta$) сплава титана (Ti-Al-Mo-Si) мартенситного класса в конце упругой области и аппроксимирующего его пуассоновского процесса импульсов длительностью $\tau_a = 8,5 \cdot 10^{-7}$ с [70; 174].

Кратко суть развиваемого нами метода восстановления длительности и энергии акта АЭ состоит в следующем. Установлено и экспериментально подтверждено (см. параграф 2.1), что во многих случаях, в том числе на большей части кривой $\sigma - \varepsilon$ (нагрузка – деформация) к явлению АЭ и для описания последовательности вызвавших ее актов структурных преобразований в твердых телах применима модель пуассоновского потока.

Известно, что нормированная на единичную площадь спектральная плотность $G(f)$ пуассоновского потока актов АЭ длительностью τ_a во всей (от 0 до ∞) полосе частот имеет следующий вид [38; 67; 68; 70] (рис. 21а):

$$G(f) = 4\tau_a / (1 + 4\pi^2 f^2 \tau_a^2). \quad (2.26)$$

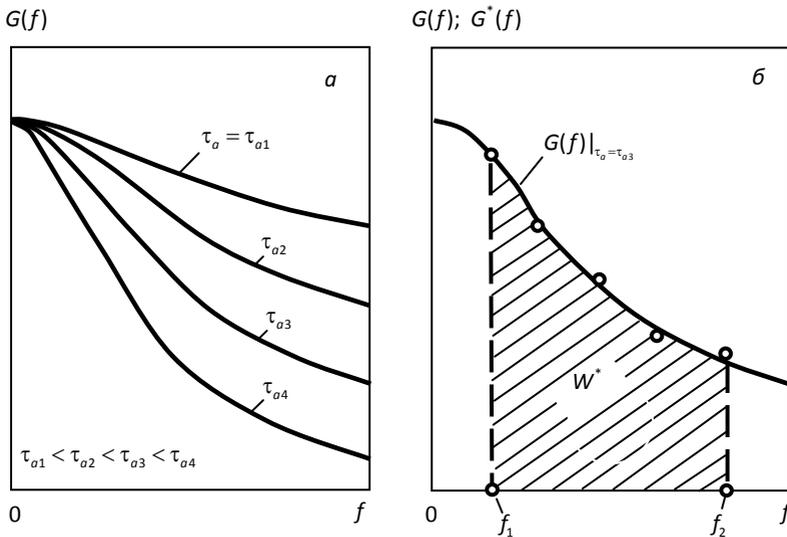


Рис. 21. Спектр пуассоновского процесса в зависимости от длительности его событий (а) и аппроксимация спектра АЭ (б); точки на рис. 21б показаны экспериментальные значения спектральной плотности $G^*(f)$

По соотношению (2.26) можно экспериментально оценить среднюю длительность акта АЭ τ_a .

Это легко сделать, наложив графики зависимости (2.26) на экспериментальные точки спектра АЭ $G^*(f)$ (см. рис. 21б) и подобрав параметр τ_a в (2.26) таким образом, чтобы значения аппроксимирующего спектра $G(f)$ наиболее близко прошли через измеренные значения $G^*(f)$. (Ранее длительность акта АЭ определялась нами по автокорреляционной функции и параметрам аппроксимирующего процесса авторегрессии.)

Например, на рис. 21б эти условия выполняются при τ_a равной τ_{a3} . Для большей точности определения параметра τ_a его можно оценить по экспериментальным значениям спектра $G^*(f)$ с использованием метода наименьших квадратов.

Далее, учитывая, что в полосе от f_1 до f_2 мощность аппроксимирующего процесса со спектром (2.26) имеет вид $W^{**} = W \int_{f_1}^{f_2} G(f) df$ и, приравняв мощности измеренного W^* и аппроксимирующего W^{**} процессов в той же полосе от f_1 до f_2 , получим оценку средней энергии акта АЭ E_a во всей полосе частот:

$$W^* = W^{**} = W \int_{f_1}^{f_2} \frac{4\tau_a}{(1 + 4\pi^2 f^2 \tau_a^2)} df = W[F(f_2) - F(f_1)]; \quad (2.27)$$

где

$$F(f) = \frac{2}{\pi} \text{arctg}(2\pi f \tau_a). \quad (2.28)$$

Графики зависимости (2.28) для реально регистрируемых значений длительностей актов АЭ τ_a приведены на рис. 20б.

Разрешив (2.27) относительно W и на основании формулы восстановления интенсивности потока актов АЭ (2.20) получим

$$E_a = \frac{W}{\dot{N}_a} = \frac{\pi W^* \exp[-\Sigma t_0 / (T - \Sigma t_0)]}{2\dot{N}_a [\text{arctg}(2\pi f_2 \tau_a) - \text{arctg}(2\pi f_1 \tau_a)]}. \quad (2.29)$$

где W^* – мощность АЭ, экспериментально измеренная в ограниченной полосе (равна заштрихованной площади на рис. 21б); \dot{N}_a – интенсивность потока протектированных импульсов АЭ.

Таким образом, зная f_1 и f_2 , оценив среднюю длительность акта АЭ τ_a по соотношению (2.26), а количество актов АЭ по соотношению (2.20), можно определить энергию отдельного акта АЭ.

Предварительно установив на образцах зависимости длительности τ_a и средней энергии акта АЭ E_a от деформации и степени накопления повреждений, по этим параметрам можно идентифицировать *стадии деформации материала*.

Например, согласно нашим данным, восстановленная интенсивность потока актов АЭ \dot{N}_a на площадке текучести стали 20 имеет величину порядка 10^4 с^{-1} , а аппроксимация спектра АЭ спектром пуассоновского потока дает оценку длительности акта величиной порядка $\tau_a = 0,45 \text{ мкс}$. Подставив эти значения, а также экспериментально измеренную в широкой полосе 0,2–3,0 МГц мощность АЭ $W^* = 5,3 \cdot 10^{-12} \text{ Вт}$ в формулу (2.29), получим, что восстановленная во всей полосе частот мощность АЭ $W = 10^{-11} \text{ Вт}$ при энергии акта АЭ E_a порядка 10^{-15} Дж .

Для стали 95X18 при деформации $\varepsilon = 1 \%$ средняя энергия акта АЭ $E_a = 6,9 \cdot 10^{-14} \text{ Дж}$ при его длительности $\tau_a = 7,7 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. При деформации $\varepsilon = 2 \%$ параметры акта АЭ: $E_a = 8,3 \cdot 10^{-14} \text{ Дж}$; $\tau_a = 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$.

Для двухфазного ($\alpha + \beta$) сплава титана (Ti-Al-Mo-Si) мартенситного класса в конце упругой области $E_a = 6,4 \cdot 10^{-14} \text{ Дж}$ при длительности акта АЭ $\tau_a = 8,2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$. Параметры акта АЭ в области перехода от упругой к пластической деформации: $E_a = 7,1 \cdot 10^{-14} \text{ Дж}$; $\tau_a = 7,3 \cdot 10^{-7} \text{ с}$.

Эти результаты показывают, что средняя энергия и длительность акта АЭ действительно связаны со степенью деформации, что в принципе позволяет их использовать для идентификации стадий деформации твердых тел.

Однако следует заметить, что диагностика стадий деформации по параметрам акта АЭ представляет собой достаточно трудоемкую процедуру и предъявляет повышенные требования к точности измерения регистрируемых параметров АЭ.

Эксперименты показывают, что полученные в этой главе алгоритмы восстановления дают значительное увеличение точно-

сти оценки параметров процессов структурных изменений и накопления повреждений в материалах по данным АЭ-испытаний. Их применение позволяет существенно повысить достоверность результатов АЭ-диагностики предразрушающего состояния.

Глава 3. СВЯЗЬ АМПЛИТУДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ С ПРОЦЕССАМИ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В ТВЕРДЫХ И ЖИДКИХ СРЕДАХ

Амплитуда импульсов акустического излучения u_{ae} , сопровождающего последовательность актов структурных изменений в твердых и жидких средах, непосредственно связана с энергией E_{ae} этих актов. Здесь и далее под u понимается максимальная (пиковая u_0) амплитуда огибающей импульса АЭ. Энергия излучения E_{ae} пропорциональна квадрату амплитуды u_{ae}^2 и площади источника излучения, которая обычно пропорциональна квадрату среднего линейного размера микроисточника. Таким образом, установление вида амплитудного распределения АЭ позволяет предположить и аналогичный вид распределения по линейным размерам микрообластей разрушения в твердых телах и микрообластей растворения исследуемых кристаллов в жидких средах, что является ценной информацией при идентификации стадий этих процессов.

3.1. Общий вид и параметры плотности амплитудного распределения эмиссии в процессе деформации твердых тел

С целью более точного определения вида амплитудного распределения в широком (до 60 дБ) динамическом диапазоне нами на протяжении ряда лет проводился амплитудный анализ сигналов АЭ стандартных образцов различных металлов, сплавов и композитов при одноосном и внецентренном растяжении, каменного угля при сжатии, натуральных изделий при гидравлическом нагружении.

В качестве нагружающего устройства в основном использовались испытательная машина УМЭ-10ТМ и бронированный гидравлический стенд с давлением до 10^3 атм. Прием и обработка сигналов АЭ осуществлялись с помощью аппаратурных АЭ-комплексов АП-51Э и АП-71Э собственной разработки (см. параграф 6.5). Для повышения мгновенного динамического диапазона регистрации амплитуд АЭ при необходимости использовалось параллельное включение двух каналов с разными коэффициентами усиления.

Следует отметить, что для амплитудного анализа в широком динамическом диапазоне требуется достаточно большой (не менее нескольких сотен импульсов) объем выборки. Вследствие этого для материалов и стадий нагружения с малой АЭ-активностью необходимый объем выборки достигался объединением (в предположении эргодичности процесса АЭ) импульсов от нескольких идентичных образцов на одной и той же стадии нагружения.

В качестве примера на рис. 22 приведены результаты амплитудного анализа сигналов АЭ при одноосном растяжении стандартных цилиндрических образцов с надрезом из стали 20. Здесь

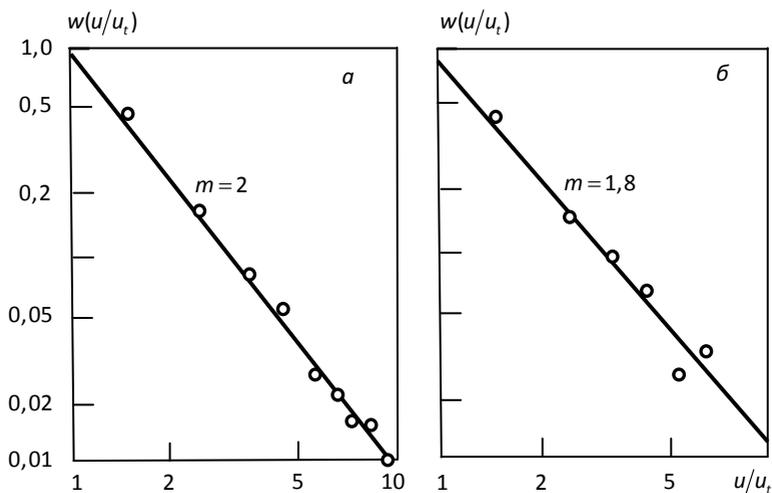


Рис. 22. Плотность амплитудных распределений сигналов АЭ стали 20: а – конец упругой области; б – перед разрушением

и далее под u понимается максимальная (пиковая u_0) амплитуда огибающей импульса АЭ (см. рис. 6 и 16а). Нами установлено, что хотя форма самих импульсов АЭ сильно искажается в процессе их распространения, но плотности распределений именно пиковых амплитуд АЭ наиболее информативны и наименее искажаются в процессе распространения и приема сигналов АЭ.

Видно, что как в конце упругой области, так и перед разрушением плотность амплитудного распределения в большом динамическом диапазоне хорошо аппроксимируется степенным законом. Плотность амплитудного распределения гладких (без надреза) образцов стали 20 в конце упругой области имеет аналогичный вид, однако перед разрушением ее не удастся оценить достаточно точно даже по 10 образцам вследствие очень малой АЭ-активности перед разрушением.

Данные наших собственных экспериментов, а также анализ результатов других авторов показывают, что нормированная на единичную вероятность суммы всех событий плотность амплитудного распределения $w_n(u/u_t)$ в широком (порядка 40–60 дБ) динамическом диапазоне для большинства материалов хорошо описывается степенной зависимостью

$$w_n(u/u_t) = (m - 1)(u/u_t)^{-m}, \quad 1 \leq m \leq 3, \quad (3.1)$$

где u – амплитуда импульса АЭ; u_t – порог дискриминации (уровень отсечки). Чаще всего u_t выбирают на уровне отсечки акустических и электрических шумов.

При этом обычно $m \approx \text{const}$ вдоль почти всей кривой нагружения $\sigma - \epsilon$ (нагрузка – деформация), и чаще всего $m \approx 2$. Иногда перед разрушением значение m падает на 10–20 % (рис. 22б), что можно использовать в качестве предвестника наступления предразрушающего состояния. В области самых больших (более 60 дБ) амплитуд наблюдается некоторое отклонение от степенной зависимости (вероятности и их плотности располагаются несколько ниже аппроксимирующей прямой в двойных логарифмических координатах). Вероятно, это связано с конечным количеством реальных микроисточников АЭ [41; 137].

В случае малого динамического диапазона сигналов АЭ появляется ошибка нормировки при оценке $w_n(u/u_t)$ по формуле (3.1), которая при динамическом диапазоне менее 26 дБ (превышение максимальным сигналом уровня отсечки менее чем в 20 раз) может превысить 5 %. В этой ситуации для описания нормированной плотности амплитудного распределения следует использовать формулу (2. 5), учитывающую конкретную величину динамического диапазона D ($D = u_m/u_t$ – динамический диапазон сигналов АЭ; u_m – амплитуда максимального сигнала, соответствующего верхней границе динамического диапазона).

На практике часто также регистрируются амплитудные максимумы АЭ, и к настоящему времени существует много попыток связи момента их появления с началом локализации процесса дефектообразования [30; 41; 49; 67; 68; 76; 99; 105; 111; 112; 138; 147; 183; 197; 205]. Амплитудный максимум АЭ обычно регистрируется при высокой интенсивности импульсов АЭ, например в области текучести материала [41; 67; 68; 111]. Однако в этой области он малоинформативен, поскольку обнаруживается как у дефектных, так и у бездефектных структур.

Количественный анализ и сравнение результатов различных авторов позволяют предположить, что регистрируемые в экспериментах амплитудные максимумы АЭ разных материалов во многих случаях являются ложными, поскольку определяются искажением и перекрытием регистрируемых сигналов АЭ в процессе их многомодового распространения, приема и регистрации.

Так, например, приведенные в известной монографии Р. Коллакота [105, с. 117] максимумы амплитудного распределения импульсов АЭ при механическом нагружении образцов материала (Fe – 4,5 % С), скорее всего, являются ложными и образовались вследствие искажения и перекрытия регистрируемых сигналов АЭ. Покажем это.

На рис. 23а приведено изменение регистрируемого амплитудного распределения импульсов АЭ во времени (на интервалах по 10 с) при растяжении образцов (Fe – 4,5 % С) согласно [105]. Полное время испытания образца – 90 с. На каждом интервале кривые

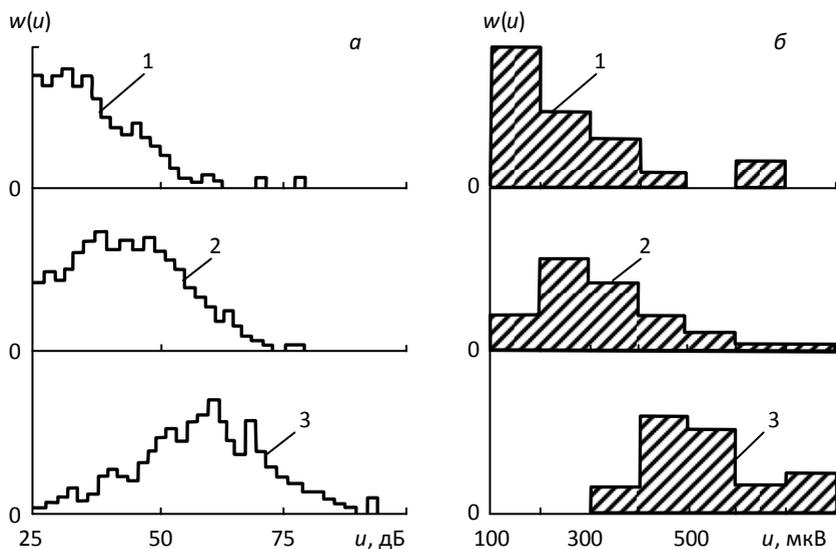


Рис. 23. Регистрируемая плотность амплитудного распределения импульсов АЭ вдоль кривой нагружения: *а* – данные работы [105] для материала (Fe – 4,5 % С): 1 – 0–10 с, 2 – 30–40 с, 3 – 80–90 с от начала нагружения; *б* – материал (Fe – 3,5 % С): скорость деформации $\dot{\varepsilon} = 8,7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$; деформация: 1 – $\varepsilon = 0,2 \text{ мм}$, 2 – $\varepsilon = 1 \text{ мм}$, 3 – $\varepsilon = 4 \text{ мм}$

распределения имеют один пик, причем с возрастанием напряжения и деформации амплитуда, соответствующая пику, монотонно возрастает.

Аналогичные исследования особенностей деформации близкого по составу материала (Fe – 3,5 % С) методом АЭ проводились нами ранее. Одноосному растяжению подвергались цилиндрические образцы (длина рабочей части – 100 мм), имеющие различную структуру: ферритную, с зернистым и пластинчатым перлитом. Регистрировались амплитуда и интенсивность импульсов АЭ, а также деформация и нагрузка, приложенная к образцу. Время нагружения образца – порядка 60 с. Была обнаружена четкая корреляция между интенсивностью АЭ и структурой исследуемого материала [41; 103].

Однако амплитудный анализ в этих наших экспериментах оказался малоинформативен, так как у всех образцов, вне зави-

симости от их структуры, отмечалось появление одинаковых максимумов. Причем с возрастанием напряжения σ и деформации ϵ амплитуда, соответствующая пику, монотонно возрастает (см. рис. 23б) аналогично данным работы [105] (рис. 23а). Причины и условия появления этого ложного амплитудного максимума исследованы в параграфах 3.3 и 3.4.

3.2. Плотность амплитудного распределения акустического излучения при разрушении микрообъема твердого тела

Связь функции распределения амплитуд АЭ с явлениями повреждения структуры твердых тел до сих пор рассматривается в основном эмпирически.

Вероятно, это вызвано тем, что существующие феноменологические модели, связывающие амплитуду излучения с кинетикой микродефектов, либо являются недостаточно строгими, либо (при качественном совпадении с экспериментальными данными) при практическом использовании требуют некоторой предварительной информации о параметрах микротрещин [138]. Появление максимумов в амплитудном распределении обычно связывают с образованием макродефектов.

Вместе с тем наш собственный опыт практического использования метода амплитудного анализа АЭ, а также анализ результатов других авторов показывают, что возможно появление максимумов в регистрируемом распределении амплитуд и при отсутствии дефектов (см. рис. 23, 29).

Кроме того, иногда наблюдается монотонно спадающее распределение амплитуд АЭ несмотря на явное наличие растущих макродефектов (см. гистограмму 4 на рис. 29).

Таким образом, необходимо более подробное теоретическое и экспериментальное исследование связи вида и параметров амплитудного распределения АЭ с особенностями кинетики по-

вреждения структуры твердых тел и выяснение причин возможного искажения вида амплитудного распределения АЭ в процессе многомодового распространения и регистрации сигналов АЭ.

Основы такого исследования были проведены нами ранее для случая экспоненциального вида амплитудного распределения АЭ [41; 137]. Экспоненциальная модель наиболее простая и не требует никакой дополнительной информации о параметрах распределения, однако она удовлетворительно описывает вид реального амплитудного распределения АЭ только в малом (менее 26 дБ) динамическом диапазоне сигналов АЭ.

Данные параграфа 3.1 показывают, что в широком (порядка 40 дБ и более) динамическом диапазоне амплитудные распределения АЭ лучше описываются степенной моделью (3.1).

Получим теоретическую оценку общего вида плотности функции распределения амплитуд АЭ исходя из весьма общих статистических аспектов физики и механики разрушения [30].

Будем считать, что имеющиеся в материале микродефекты распределены наиболее случайным образом, т. е. вероятность наличия в бесконечно малой подобласти более одного микродефекта близка к нулю (ординарность), а его положение не зависит от положения всех остальных в любой другой не перекрывающейся подобласти (отсутствие последствия). В этом случае вероятность $P_n(s)$ попадания n дефектов в подобласть s по определению описывается распределением Пуассона (см. параграф 2.1)

$$P_n(s) = [(Cs)^n/n!] \exp(-Cs), \quad (3.2)$$

где C – средняя плотность микродефектов.

Будем также считать, что энергия акустического излучения E , сопровождающего образование микрообласти разрушения S , пропорциональна площади образующейся поверхности s этой микрообласти. При этих допущениях, а также учитывая, что энергия излучения E пропорциональна квадрату линейного размера x зарождающейся микрообласти ($E \sim x^2$) и квадрату амплитуды ($E \sim u^2$), можно утверждать, что амплитуда АЭ u должна быть пропорциональна линейному размеру зарождающейся микрообласти разрушения x .

Откуда следует, что плотность распределения амплитуд АЭ $w(u)$ должна быть пропорциональна плотности распределения $w(x)$ линейных размеров зарождающихся областей разрушения, т. е. $w(u) \sim w(x)$, и иметь точно такой же вид. Следовательно, получив общий вид плотности распределения размеров микрообластей разрушения, можно по нему оценить и общий вид плотности функции распределения амплитуд сопутствующего излучения.

Для оценки вида распределения размеров микрообластей разрушения воспользуемся подходом, предложенным в [93] для оценки функции распределения размеров осколков при однократном нагружении. Применение модели однократного нагружения к механизму излучения АЭ на ранних стадиях деструкции представляется нам оправданным, так как на этих стадиях АЭ излучается не непрерывно, а в виде дискретных актов, сопутствующих актам релаксации напряжения в микрообъеме материала.

Следует отметить, что проблемы нахождения распределений числа и размеров осколков существуют давно, но рассматриваются они, как правило, с эмпирических или полуэмпирических позиций. В [93] эту задачу автору удалось решить достаточно строго для механизма хрупкого разрушения. Вопросы, связанные с пластичностью, усталостью и пластическим разрушением в этой работе не затрагиваются. Постулируется, что микродефекты (зародышевые микротрещины) существуют в твердом теле и до приложения разрушающего напряжения.

Основная идея подхода, примененного в работе, заключается в следующем. На основании теории Гриффитса считается, что микротрещина активно разрастается, если ее длина превышает некоторое критическое значение, зависящее от приложенного напряжения, модуля Юнга и удельной поверхностной энергии. При этом случайно расположенные критические трещины катастрофически разрастаются до тех пор, пока не доходят до границ образца или не встречаются с уже существующими трещинами внутри образца.

Предположим, что определенная грань Q микрообласти осколка образовалась последней (рис. 24). Тогда поверхности разруше-

ния, образующие другие грани, должны разрастаться до тех пор, пока они не встретят на своем пути либо боковые грани образца, либо уже имеющиеся поверхности раздела.

Построим бесконечно малый элемент S , который состоит из тонкого слоя, ограниченного гранью Q и поверхностью, смещенной на бесконечно малое расстояние dl . Поверхность разрыва, образующая грань Q , должна возникать из-за активации микродефекта, содержащегося в S . Следовательно, вероятность образования рассматриваемого осколка есть вероятность сложного события и равна произведению вероятностей двух событий:

вероятности $P(1 | dl, ds, dv)$ того, что в бесконечно малом элементе S имеется по крайней мере один активный краевой, поверхностный или объемный дефект, и $P(0 | l, s, v)$ того, что в самом осколке нет активных дефектов. Для пуассоновского процесса эти и другие аналогичные вероятности легко рассчитываются по формуле (2.2).

В работе [93] подобные вероятности рассчитаны для случая, когда распределения краевых, поверхностных и объемных микродефектов описываются независимыми пуассоновскими законами и проинтегрированы для всех микрообластей разрушения при условии, что линейный размер x каждой микрообласти разрушения много меньше размера всего образца V_0 .

В результате расчетов получено, что плотность распределения осколков (микрообластей разрушения) $w(x)$ сводится к простому уравнению

$$w(x) = aV_0x^{-3}p(x); \quad (3.3)$$

$$p(x) = \exp \left\{ - \left[\frac{x}{k_1} + \left(\frac{x}{k_2} \right)^2 + \left(\frac{x}{k_3} \right)^3 \right] \right\} \left(\frac{1}{k_1} + 2 \frac{x}{k_2^2} + 3 \frac{x^2}{k_3^3} \right), \quad (3.4)$$

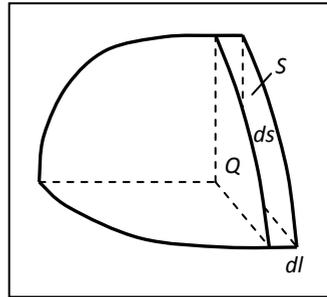


Рис. 24. Дифференциальный элемент S осколка, образованного одной искривленной и тремя плоскими поверхностями разрушения в твердом теле

где x – линейный размер микрообласти разрушения; V_0 – объем исходного образца; a , k_1 , k_2 , k_3 – некоторые параметры и константы.

Нас интересует случай, когда размеры микрообластей разрушения x достаточно малы. Если значения x достаточно малы, то функция (3.4) стремится к единице, и плотность распределения (3.3) можно записать в виде

$$w(x) = aV_0x^{-3},$$

откуда

$$w(u) \sim w(x) \sim (u/u_t)^{-m}; \quad m=3. \quad (3.5)$$

Таким образом, на ранних стадиях деформации при излучении импульсов АЭ в процессе релаксации однократно приложенного к микрообласти напряжения плотность амплитудного распределения АЭ *теоретически* должна иметь *степенной вид* с показателем порядка трех.

Данные наших собственных экспериментов, а также анализ результатов других авторов показывают, что плотность амплитудного распределения $w(u/u_t)$ в широком (порядка 40–60 дБ) динамическом диапазоне для большинства материалов действительно хорошо описывается степенной зависимостью с показателем степени m в диапазоне: $1 \leq m \leq 3$.

Естественно, перед разрушением материала гипотеза релаксации однократно приложенного напряжения нарушается, и амплитуда АЭ будет пропорциональна размерам микрообластей (осколкам) разрушения, подвергшимся уже многократному воздействию. Такая модель ранее рассматривалась в работах А. Н. Колмогорова и ряда других авторов [93].

Получено, что в этом случае плотность распределения частиц (микрообластей) по размерам асимптотически приближается к нормальному или логнормальному по мере того, как каждая микрообласть (частица) подвергается многократному разрушению.

Таким образом, *теоретическая* плотность амплитуд АЭ перед разрушением должна иметь максимум и описываться логнормальным либо нормальным распределениями. Примем для про-

стоты нормальное распределение АЭ перед разрушением. Тогда на основании вышеизложенного плотность амплитуд АЭ в общем случае должна иметь следующий вид:

$$w(u) = A(u)^{-m} + Bs_u^{-1} \exp[-(u - u_m)^2 / 2s_u^2], \quad (3.6)$$

где A и B – некоторые коэффициенты, учитывающие вклады амплитуд АЭ в процессе однократного (A) и многократного (B) воздействия на микрообласти разрушения; s_u – стандартное отклонение нормального распределения, характеризующее разброс размеров микрообластей разрушения (дефектов); u_m – амплитудный максимум, определяемый преобладающим размером растущих дефектов.

Теоретический вид (3.6) на разных стадиях процесса деструкции материалов приведен на рис. 25.

Таким образом, вид плотности функции распределения амплитуд АЭ однозначно определяется параметрами случайного процесса деструкции твердого тела и может использоваться для диагностики и идентификации стадий дефектообразования.

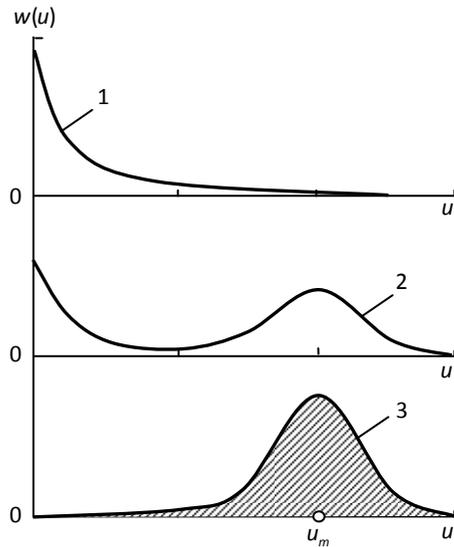


Рис. 25. Теоретический вид плотности амплитуд АЭ: 1 – ранние стадии деструкции; 2 – состояние предразрушения; 3 – в процессе разрушения

3.3. Использование степенной модели пуассоновского потока для учета искажения амплитудного распределения эмиссии

По нашим данным, наиболее существенными причинами искажения регистрируемых амплитудных распределений сигналов АЭ являются перекрытие части импульсов при высокой интенсивности источника АЭ и неоптимальный выбор длительности строба измерения амплитуды амплитудного анализатора [30; 38; 40; 41; 49; 67; 68; 161].

Количественный анализ степени перекрытия сигналов с учетом статистических временных и амплитудных параметров явления АЭ впервые был проведен нами в работах [41; 137]. Более поздние результаты, в том числе по учету перекрытия сигналов АЭ при степенном виде их амплитудного распределения, получены в работах [30; 42; 67; 68; 161]. Общая схема искажения амплитудных распределений АЭ показана на рис. 26.

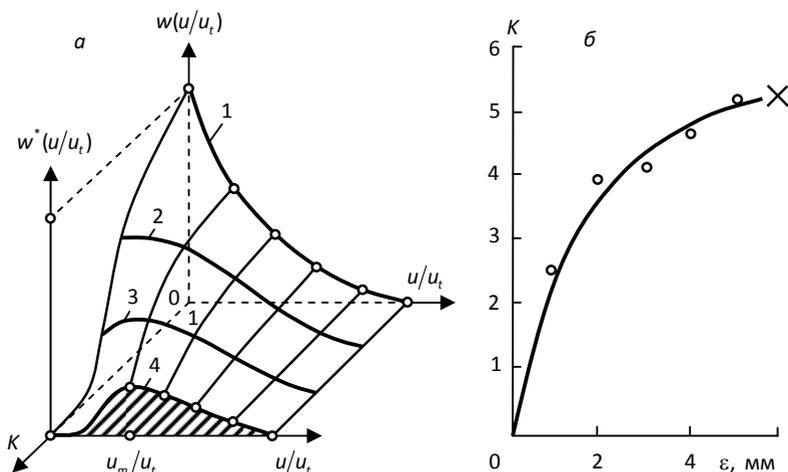


Рис. 26. Искажение плотности амплитудного распределения АЭ в зависимости от параметра перекрытия (а) и график K вдоль кривой нагружения (б): 1 - $K = 0$; 2 - $K = 2$; 3, 4 - $K > 2$. Скорость деформации $\dot{\varepsilon} = 8,7 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$; материал (Fe - 3,5 % С). Крестик - момент разрушения образца

Пусть источник излучает импульсы АЭ с монотонно спадающей нормированной плотностью $w_n(u)$ амплитудного распределения (рис. 26а)

$$w_n(u) = w(u/u_c) = (m - 1)(u/u_c)^{-m}.$$

Тогда регистрируемая плотность $w_n^*(u)$ искажается за счет перекрытия части импульсов, так как в первую очередь начинают перекрываться часто следующие импульсы с малой амплитудой (их вероятность, а следовательно, и количество актов в единицу времени возрастают с уменьшением амплитуды).

При измерении максимальных амплитуд принимаемые сигналы АЭ обычно каким-либо способом детектируются. Следовательно, при учете степени перекрытия импульсов следует воспользоваться выражением (2.12) для протектированных импульсов АЭ:

$$\dot{N}_d = \dot{N}_a \exp(-\dot{N}_a \bar{t}_0) = \dot{N}_a \exp(-K); \quad (3.7)$$

$$K = \dot{N}_a \bar{t}_0 = \Sigma t_0 / (T - \Sigma t_0), \quad (3.8)$$

где \dot{N}_d – регистрируемая интенсивность потока протектированных импульсов АЭ; \dot{N}_a – интенсивность потока излученных актов АЭ; K – параметр перекрытия импульсов АЭ; \bar{t}_0 – средняя длительность импульсов АЭ; Σt_0 – суммарная длительность сигналов АЭ (общее мертвое время) на выходе регистрирующего тракта за интервал измерения T (например, $T = 1$ с или $T = 0,1$ с).

Вероятности импульсов с определенными амплитудами пропорциональны интенсивностям потоков импульсов с этими амплитудами. Следовательно, степень искажения амплитудного распределения при некотором значении амплитуды u определяется искажением интегральной интенсивности (2.12), (3.7) потока импульсов, превышающих эту амплитуду, т. е. отношением интенсивностей потоков регистрируемых протектированных \dot{N}_d^* и излученных \dot{N}_a^* импульсов с амплитудами выше u .

На основании (2.12), (3.7) и исходя из вышеописанных соображений можно записать следующие соотношения для потока \dot{N}_d^* и плотности амплитуд $w_n^*(u)$ регистрируемых импульсов АЭ:

$$\dot{N}_d^* = \dot{N}_a^* \exp \left[-\bar{t}_0 \dot{N}_a^* \int_u^\infty w_n(u) du \right], \quad (3.9)$$

откуда, подставив выражение (3.9) в $w^*(u)$, запишем

$$w^*(u) = (\dot{N}_d^* / \dot{N}_a^*) w_n(u) = w_n(u) \exp \left[-\bar{t}_0 \dot{N}_a^* \int_u^\infty w_n(u) du \right], \quad (3.10)$$

на основании (2.15), (3.8) подставим в (3.10) значение $\bar{t}_0 \dot{N}_a^* = K$:

$$w^*(u) = w_n(u) \exp \left[-K \int_u^\infty w_n(u) du \right]. \quad (3.11)$$

Подставив (3.1) в (3.11), сделав замену $x = u/u_t$ и проинтегрировав, получим оценку плотности регистрируемого амплитудного распределения АЭ

$$w^*(x) = (m-1)x^{-m} \exp[-Kx^{-(m-1)}]. \quad (3.12)$$

Анализ этого выражения показывает, что $w^*(x) \approx w_n(x)$ только при $K \ll 1$, т. е. только в случае очень малого искажения и перекрытия импульсов АЭ. На рис. 26а приведена степень искажения $w_n(x)$ согласно (3.12) при изменении параметра перекрытия K . Параметр K легко определяется аппаратно с использованием соотношений (2.15), (3.8) по сигналам АЭ на выходе регистрирующего тракта.

3.4. Причины и условия появления ложных амплитудных максимумов эмиссии

Продифференцировав (3.12) по x и приравняв к нулю первую производную, получим условия появления ложного максимума регистрируемого амплитудного распределения АЭ

$$\frac{\partial w^*(x)}{\partial x} = (m-1)x^{-2m} [K(m-1) - mx^{m-1}] \exp[-Kx^{(m-1)}] = 0,$$

откуда:

$$K(m-1) - mx^{m-1} = 0; K = mx^{m-1}/(m-1).$$

Ложный максимум u_{\max} должен быть выше порога отсечки u_t , откуда $x_{\max} = u_{\max}/u_t > 1$, следовательно, условие появления ложного максимума

$$K > m/(m-1). \quad (3.13)$$

Положение ложного максимума:

$$x_{\max} = {}^{m-1}\sqrt{K(m-1)/m}; u_{\max} = u_t {}^{m-1}\sqrt{K(m-1)/m}. \quad (3.14)$$

Откуда условие и положение этого ложного максимума при $m = 2$:

$$K > 2; u_{\max} = Ku_t/2. \quad (3.15)$$

Более подробно опишем результаты, полученные для наиболее распространенного случая степенного амплитудного распределения с показателем степени $m = 2$.

На участках нагружения с малой интенсивностью потока актов АЭ \dot{N}_a параметр искажения и перекрытия K близок к нулю, вследствие чего плотность амплитудного распределения АЭ практически не искажается (см. рис. 26а при $K = 0$).

Увеличение значений параметра перекрытия K (например, за счет повышения интенсивности потока актов \dot{N}_a источника АЭ) сопровождается искажением, а затем и перегибом кривой $w_n^*(u)$, приводящим к регистрации ложного максимума u_m при $K > 2$. Дальнейшее повышение K сопровождается монотонным возрастанием амплитуды, соответствующей пику u_m . Положение этого ложного максимума определяется из соотношения (3.15).

На рис. 26б представлен полученный нами график изменения параметра K при растяжении образца (Fe – 3,5 % С), плотности амплитуд АЭ которого показаны на рис. 23б. Значения параметра K определялись из соотношения (2.15) либо (3.8). Видно, что при деформации ϵ свыше 0,5 мм значения параметра K существенно больше двух и возрастают до самого момента разрушения образца. Таким образом, для исследованного нами материала плотность амплитудного распределения малоинформативна вследствие

того, что почти вдоль всей кривой нагружения *выполняются условия ложного максимума* ($K > 2$). При уменьшении скорости нагружения на порядок эти максимумы исчезают, так как параметр K становится меньше двух (в основном вследствие уменьшения интенсивности потока актов АЭ \dot{N}_a пропорционально падению скорости деформации $\dot{\epsilon}$).

Близкий состав материала и сопоставимые условия эксперимента позволяют предположить, что аналогичные максимумы амплитудного распределения импульсов АЭ, описанные в монографии Р. Коллакота [105], малоинформативны и являются ложными (т. е. отсутствуют в самих излученных источником сигналах АЭ), поскольку определяются искажением и сильным перекрытием сигналов АЭ в процессе их многомодового распространения в твердом теле и регистрации.

Сравнительный анализ результатов работы [111] и работ других авторов, посвященных интерпретации регистрируемых максимумов плотности амплитуд АЭ на площадке текучести материалов, и полученных нами в сопоставимых условиях для аналогичных материалов позволил сделать следующие выводы.

Амплитудные максимумы АЭ действительно регистрируются каждый раз на площадке текучести материалов при появлении непрерывной эмиссии, превышающей порог дискриминации аппаратуры. Обычно это происходит уже при скорости деформации более 10^{-4} с^{-1} и сопровождается увеличением значений параметра K до 3–10 и более. Этой области соответствует высокая интенсивность импульсов и *ложный* амплитудный максимум АЭ.

При изменении условий эксперимента и параметров регистрирующей АЭ аппаратуры условия появления и положение этого ложного амплитудного максимума u_m хорошо согласуются с соотношением (3.15).

Таким образом, для диагностики дефектов использование максимума амплитудного распределения непрерывной АЭ малоэффективно, так как максимум u_m появляется вследствие перекрытия регистрируемых импульсов АЭ и не зависит от наличия либо отсутствия растущих дефектов.

3.5. Использование степенного вида амплитудного распределения эмиссии для «прореживания» потока триангуляционных серий импульсов при высокой интенсивности источника

Известно, что при приеме АЭ на несколько разнесенных датчиков возможно определение местоположения источника АЭ (растущего дефекта) [6; 9; 10; 90; 149]. Вычисление координат источников АЭ обычно осуществляется методом триангуляции по разности времен прихода импульсов АЭ на приемные датчики.

Однако, несмотря на широкое использование микропроцессорной техники, существующие устройства для определения координат до сих пор обладают ограниченным быстродействием и могут обрабатывать в реальном масштабе времени потоки сигналов АЭ со средней скоростью только до *нескольких сотен импульсов в секунду*, в то время как реальные источники АЭ часто имеют интенсивность до *нескольких тысяч* актов (и соответствующих им импульсов) в секунду.

Вследствие этого нередко наблюдаются сбои работы блоков определения координат, так как пропускная способность диагностической АЭ-системы в реальном масштабе времени оказывается много ниже средней скорости следования излученных импульсов эмиссии. Поэтому весьма желательна, а во многих случаях просто необходима предварительная обработка информации, поступающей с датчиков АЭ, перед ее вводом в вычислительные устройства.

Кроме того, существующие системы триангуляции координат источников АЭ (растущих дефектов) чаще всего имеют ручную регулировку порога дискриминации u_c . Это резко снижает достоверность определения координат, поскольку один и тот же импульс АЭ от одного и того же источника, но на входе разных приемных каналов имеет разную амплитуду вследствие затухания на различном пути. По этой причине часто вычисляются ложные координаты, так как, например, в триангуляционной серии из четырех

или в простейшем случае из трех импульсов один или даже два из них на самом деле могут быть излученными в разное время!

Заметного снижения скорости поступления триангуляционных серий импульсов в вычислительное устройство можно добиться при учете существенно разной вероятности излучения растущим дефектом импульсов АЭ с большими и малыми амплитудами. Покажем это.

Если микроисточники АЭ работают случайным образом, то вероятность излучения импульсов с большими амплитудами значительно меньше, чем с малыми. В этом случае нормированная на единичную вероятность суммы всех событий плотность амплитудного распределения $w_n(u_0/u_t)$ в широком (порядка 40–60 дБ) динамическом диапазоне для большинства материалов хорошо описывается монотонно убывающей зависимостью, близкой к степенной (3.1):

$$w_n(u_0/u_t) = (m - 1)(u_0/u_t)^{-m}, \quad 1 \leq m \leq 3.$$

где u_0 – максимальные амплитуды огибающих регистрируемых импульсов АЭ; u_t – порог дискриминации (уровень отсечки). При этом обычно $m \approx 2$.

Рассчитаем количественно вероятности появления на входе системы импульсов АЭ с большими и малыми амплитудами в случае $m = 2$. Пронормировав на единичный порог и обозначив $(u_0/u_t) = x$, получим $P(a, b)$ – вероятность появления импульсов АЭ с нормированной амплитудой от a и до b :

$$P(a, b) = \int_a^b x^{-2} dx = -x^{-1} \Big|_a^b = a^{-1} - b^{-1}, \quad (3.16)$$

откуда вероятность появления импульсов АЭ относительно большой амплитуды в интервале от 14 до 15 значений порога u_t равна 0,00473, а вероятность появления импульсов АЭ в 10 раз меньшей амплитуды в том же интервале, т. е. от одного до двух значений порога u_t , равна 0,5.

Таким образом, в нашем рассматриваемом случае вероятности появления импульсов АЭ с амплитудами, превышающими порог в 14–15 раз, оказываются более чем в 100 раз *ниже*, чем у импуль-

сов АЭ с амплитудами, превышающими установленный порог до двух раз.

Следовательно, импульсы АЭ с большой амплитудой появляются много реже, чем с малой, что и позволяет существенно (до 10–100 раз) повысить максимальное быстродействие блоков определения координат, если за счет «прореживания» путем амплитудной селекции производить процедуру триангуляции источников по импульсам АЭ с большой амплитудой. При этом необходимо учитывать, что в процессе любой выборки импульсов из потока большую трудность представляет идентификация в разных каналах одного и того же (но прошедшего разными путями) импульса от источника АЭ. Здесь следует предостеречь от попыток использования наиболее распространенного в цифровой технике метода «прореживания» потока путем выборки каждого m -го (например, каждого 10-го) входного импульса ($m > 1$). Причины бесперспективности такого подхода подробно исследованы нами в [38].

В основе развиваемого нами метода «прореживания» входного потока импульсов АЭ лежит идея применения пикового детектирования с регулируемой, но одинаковой во всех приемных каналах постоянной времени разряда τ_r . Пиковый детектор с большой постоянной времени разряда τ_r , превышающей минимальное среднее время между обрабатываемыми без сбоя импульсами, одновременно выполняет функции и детектора, и порогового каскада (амплитудного дискриминатора) с плавающим порогом, изменяющимся по закону:

$$u_t^* = u_t + u_0 \exp(-t/\tau_r). \quad (3.17)$$

Поступающие на обработку триангуляционные серии нормализованных импульсов снимаются с выходов триггеров с нулевым временем восстановления или усилителей-ограничителей с порогом u_r , через одинаковые дифференцирующие цепочки с $RC \ll \tau_r$, подключенные к выходам пиковых детекторов в каждом приемном канале. На рис. 27 показана упрощенная реализация процедуры «прореживания» потока входных импульсов АЭ таким устройством по трем каналам.

Видно, что применение пикового детектора, реализующего зависимость (3.17) с одинаковой во всех каналах постоянной

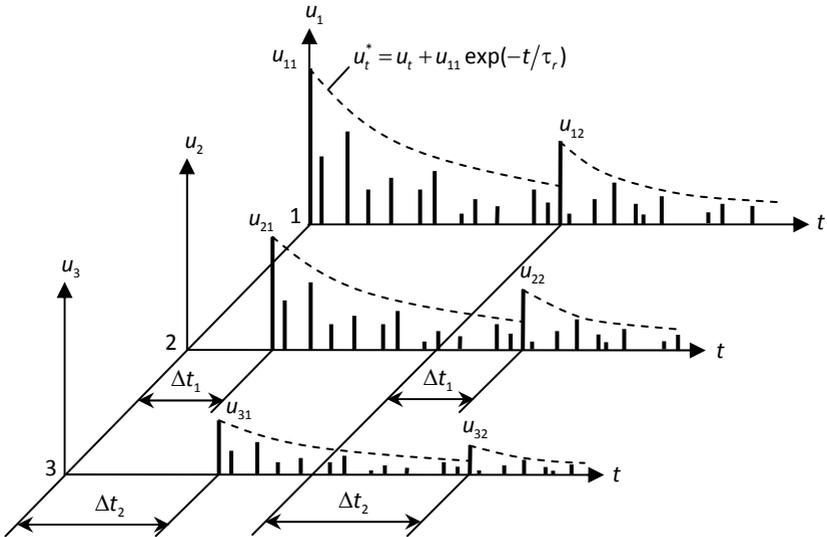


Рис. 27. Графическая иллюстрация метода «прореживания» потока импульсов АЭ одновременно по трем каналам при определении координат дефектов (источник АЭ расположен ближе к датчику первого канала);
 1 – поток входных импульсов АЭ на входе первого; 2 – второго;
 3 – третьего каналов; Δt_1 , Δt_2 – триангуляционные разности времен прихода импульсов на датчики АЭ

времени разряда τ , действительно позволяет осуществить «разрежение» потока и надежную (даже при высокой интенсивности входного потока АЭ) идентификацию одного и того же импульса АЭ в разных каналах.

В случае же малой интенсивности входного потока пиковый детектор пропускает на регистрацию каждый входной импульс и на работу системы вообще не влияет. Вследствие этого такое устройство может быть встроено в усилительный тракт практически любого АЭ-диагностического комплекса с определением координат растущих дефектов.

Упрощенный вариант описанного выше способа «прореживания» импульсов АЭ путем их амплитудного селективного реализации нами ранее в виде многоканального устройства для определения координат развивающихся дефектов [117]. Оно ра-

ботает в большом динамическом диапазоне входных амплитуд АЭ и обеспечивает определение координат источников (растущих дефектов) без нарушения синхронизации даже в случае их высокой активности. При работе преимущественно одного источника устройство позволяет более чем на порядок поднять максимальную, обрабатываемую без сбоев вычислительного блока, допустимую интенсивность входных импульсов АЭ.

Усовершенствованные (в основном за счет увеличения динамического диапазона и уменьшения гистерезиса) блоки пикового детектора с плавающим порогом дискриминации встроены в каждый приемный канал нашего АЭ-диагностического комплекса АП-71Э [67; 68], что позволило дополнительно (еще почти на порядок) поднять обрабатываемую без сбоев интенсивность потока входных импульсов АЭ. Блок триангуляции источников АЭ в базовый комплект комплекса АП-71Э не входит и должен подключаться дополнительно.

Возможность прореживания потока входных импульсов АЭ является дополнительной функцией примененных в установке АП-71Э пиковых детекторов. Эта функция реализуется при установке в детекторах больших, порядка $\tau_r = 10^{-2}$ с и более постоянных времени разряда. Основное же их назначение – выделение огибающих протектированных импульсов АЭ с целью дальнейшего амплитудного анализа и восстановления (истинного) излученного потока актов АЭ по алгоритму (2.20).

3.6. Диагностика предразрушающего состояния по анализу формы амплитудного распределения сигналов эмиссии

В качестве примера использования результатов этой главы на рис. 28 приведены некоторые данные, полученные нами в ходе совместных работ с сотрудниками Дортмундского университета (Германия) по применению амплитудного анализа сигналов АЭ в исследованиях прочности и неразрушающего контроля [183].

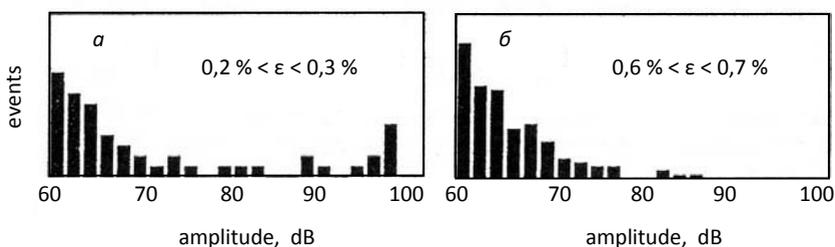


Рис. 28. Амплитудное распределение сигналов АЭ в процессе деформации образцов стали St 37

В ходе исследований изучались особенности АЭ различных материалов, в том числе АЭ в процессе деформации образцов стали St 37. Различные детали из этой стали (с покрытием Cr_2O_3 для повышения износостойкости) используются в немецкой автомобильной промышленности. На рис. 28 показаны типичные амплитудные распределения образцов стали St 37, полученные при двух различных значениях их деформации.

В процессе деформации образцов ϵ в интервале от 0,15 до 0,4 % в амплитудном распределении обнаружилось два характерных максимума: первый максимум – в диапазоне амплитуд между 60 и 66 дБ, а второй – между 90 и 100 дБ. В ходе микроскопических исследований была установлена дислокационная природа первого максимума.

Причина появления второго максимума идентифицирована как процесс контролируемого зарождения микротрещин по механизму, аналогичному описанному ниже, при образовании трещины на рис. 29б (гистограмма 2). При деформации более 0,4 % второй максимум исчезает, что было интерпретировано как переход к стадии случайного роста растущих микротрещин.

Аналогичные результаты получены нами ранее при гидростатическом нагружении высокопрочных стальных баллонов. В ходе испытаний измерялись амплитуда u и интенсивность потока актов АЭ \dot{N}_a . Более подробно условия эксперимента описаны в [42; 49]. По сигналам АЭ в одном из баллонов был обнаружен дефект в виде раковины. Дефект диагностирован по появлению максимума амплитудного распределения АЭ (гистограмма 2 на рис. 29б) в области, предшествующей общей текучести материала (при $K \approx 0$).

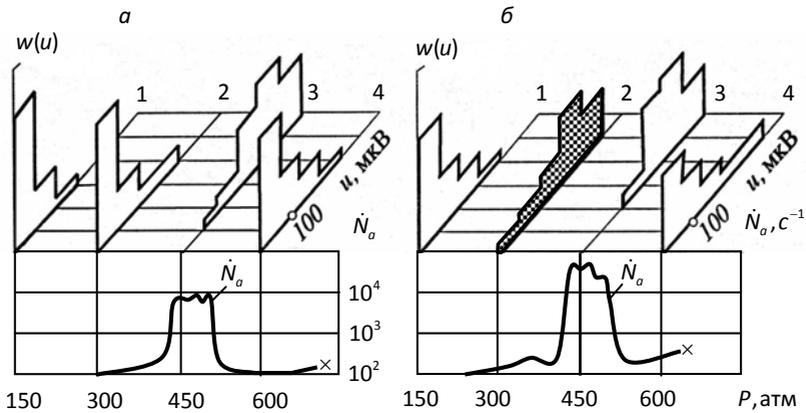


Рис. 29. Параметры АЭ при гидростатическом нагружении стальных баллонов: *а* – бездефектный баллон; *б* – баллон с раковиной; крестики – моменты разрушения

Этот максимум связан с тем, что на начальных стадиях деформации (при относительно малых напряжениях), границы зерен иногда могут являться *эффективными стопорами* для растущих вокруг дефекта микротрещин. При этом скачки микротрещин лимитируются размерами зерен, что и приводит к максимуму амплитудного распределения излучаемых импульсов АЭ.

Интересно, что максимум исчезает при более высоких нагрузках, соответствующих области упрочения материала (гистограмма 4 на рис. 29б), хотя, естественно, в этой области рост микротрещин продолжается еще более интенсивно. Очевидно, при этих нагрузках границы зерен уже не являются эффективными стопорами, скачки трещин становятся случайными, что и приводит к исчезновению амплитудного максимума АЭ. Аналогичное распределение при случайном росте микротрещин перед разрушением изображено на рис. 22б для стали 20.

Установлено также, что амплитудные максимумы гистограмм 3 на рис. 29а, б являются ложными, так как $K > 5-8$ в этих областях. Из соотношений (3.13)–(3.15) следует, что эти максимумы определяются сильным искажением и перекрытием сигналов АЭ.

Глава 4. ИДЕНТИФИКАЦИЯ СТАДИЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ ПО ПАРАМЕТРАМ ПОТОКА АКТОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

Диагностика и моделирование ранних стадий разрушения твердых тел встречаются большие затруднения. Дело в том, что классические методы механики сплошной среды и механики разрушения применимы, когда отдельный дефект (трещина) имеет характерный размер, по крайней мере не менее 1 мм, т. е. когда наличие единичной трещины существенным образом меняет напряженно-деформированное состояние (НДС) в ее окрестности. В связи с этим наряду с традиционными все более активно развивается новый подход, основанный на изучении связи параметров АЭ с кинетикой процессов накопления повреждений в твердых телах.

Восстановление параметров потока актов АЭ, описанное в параграфе 2.2, дало возможность получить истинный вид зависимостей параметров АЭ вдоль кривой нагружения и существенно повысить достоверность результатов АЭ-диагностики. В частности, удалось восстановить спектральный состав и по нему оценить среднюю длительность τ_a и истинную (излученную) среднюю энергию акта АЭ E_a на разных стадиях деформации. Анализ этих результатов показывает, что средняя энергия и длительность акта АЭ связаны со степенью деформации, а при увеличении скорости деформации на порядок энергия акта АЭ на каждой стадии остается практически неизменной при некотором (менее 10 %) сокращении его длительности. Это позволяет использовать измерение энергии и длительности акта АЭ для диагностики и идентификации стадий деформации твердых тел.

Следует также отметить, что все зарегистрированные нами изменения параметров акта АЭ на разных стадиях деформации укла-

дываются по величине приблизительно всего в один порядок и слабо зависят от скорости деформации. Таким образом, происходит как бы *квантование энергии АЭ*, что, по-видимому, свидетельствует об относительном постоянстве микрообъемов релаксации напряжений за счет скачков пластической деформации и о возможном *квантовании волн пластической деформации* в твердых телах.

4.1. Идентификация стадий деформации и разрушения по положению особых точек восстановленного потока актов эмиссии

Известно, что в идентификации стадий любого физического процесса большую помощь оказывает установление самого факта и координат особых критических точек (локальных экстремумов и переломов различных регистрируемых параметров) исследуемого процесса. Однако предпринимавшиеся ранее попытки такого подхода к явлению акустической эмиссии часто были малопродуктивными вследствие сильного искажения и перекрытия регистрируемых сигналов АЭ.

Эти искажения и перекрытия приводят к низкой достоверности результатов и сильно затрудняют (а во многих случаях делает невозможным) решение обратной задачи, т. е. количественное восстановление параметров процесса дефектообразования по регистрируемым сигналам АЭ, что существенно тормозит использование метода АЭ.

Дело в том, что при использовании традиционных методов АЭ-контроля и диагностики часто наблюдаются ложные (отсутствующие на самом деле) экстремумы регистрируемых параметров АЭ. Например, нами установлено, что в случае высокой интенсивности излученного потока актов АЭ возможно появление как ложных минимумов (провалов) регистрируемой активности (см. рис. 3, 31), так и ложных максимумов амплитудного распределения регистрируемых импульсов АЭ (см. рис. 26а).

Для решения этой проблемы нами разрабатываются описанные в параграфе 2.2 методы восстановления истинных параметров по

тока актов АЭ и процесса накопления повреждений по регистрируемым сигналам АЭ. Под актом АЭ нами понимается процесс излучения первичного упругого импульса при коллективном дискретном акте структурного преобразования (или повреждения) твердого тела.

Восстановление параметров потока актов АЭ дает возможность получить истинный вид зависимостей параметров АЭ вдоль кривой нагружения $\sigma - \epsilon$ и существенно повысить достоверность результатов АЭ-диагностики.

Это позволяет предложить основы метода идентификации стадий процессов накопления повреждений по положению различных особых точек интегральных параметров АЭ (например, локальных экстремумов интенсивности потока актов АЭ $\dot{N}_a(t)$, точек перелома $\dot{N}_a(t)$ или общего количества актов АЭ N_a).

Анализ большого количества экспериментов по регистрации восстановленного потока актов АЭ позволяет сделать следующее заключение.

В самом общем случае интенсивность восстановленного (т. е. излученного внутри материала) потока актов АЭ сплавов на основе железа и других металлов имеет вид, показанный на рис. 30, и сопровождается локальным максимумом в зоне текучести (ϵ_y), зна-

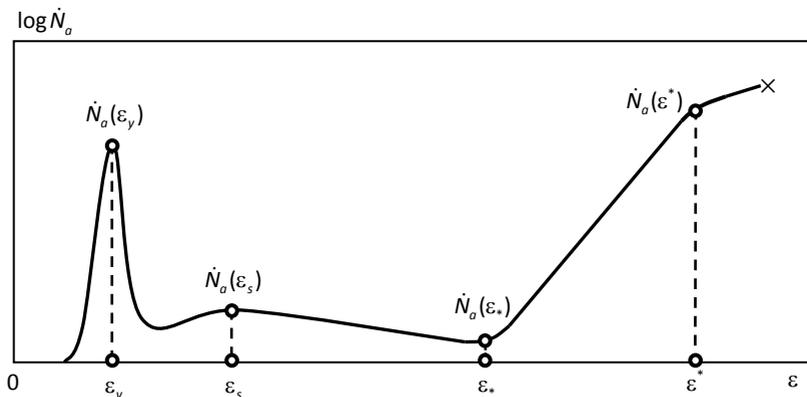


Рис. 30. Идентификация стадий деформации и разрушения по восстановленной интенсивности потока актов АЭ.

Крестик – момент разрушения

чительно меньшим локальным максимумом в области упрочения (ϵ_s), нижним переломом в точке начала рассеянного накопления микронесплошностей (ϵ_*) и верхним переломом в точке перехода от рассеянного к локализованному дефектообразованию ϵ^* .

Зарегистрировав эти особые точки, можно по АЭ осуществить экспериментальную идентификацию стадий деформации и разрушения материала [47; 67; 68; 155].

Однако для надежной регистрации этих особых точек во многих случаях приходится восстанавливать параметры исходного потока АЭ внутри материала.

В качестве первой «особой точки» $\dot{N}_a(\epsilon_y)$ при нагружении металлов и сплавов обычно регистрируется максимум интенсивности потока актов АЭ в области перехода от упругой к пластической деформации (см. рис. 30). Если деформируемый материал имеет площадку текучести, то регистрируемая эмиссия имеет вид, показанный на рис. 31а. На этом рисунке приведены полученные нами экспериментальные зависимости регистрируемой активности АЭ

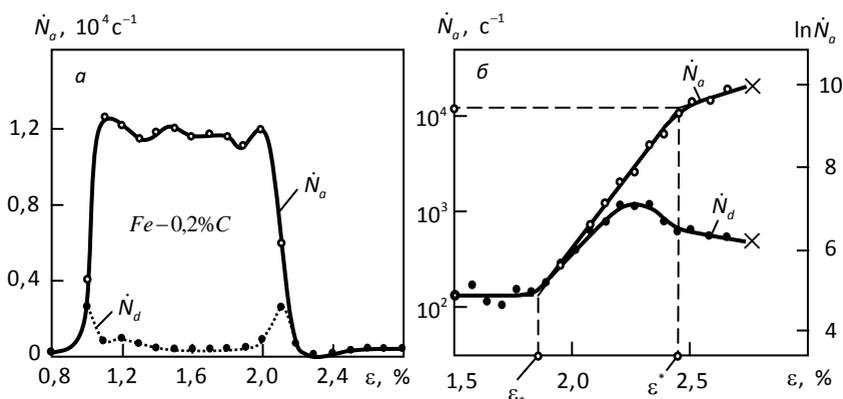


Рис. 31. Оценка интенсивности потока актов пластической микродеформации на площадке текучести стали 20 (а) и особые точки потока микроповреждений перед разрушением стали 95X18 (б).

Скорость деформации: $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; крестик – момент разрушения.

\dot{N}_d – регистрируемая интенсивность потока протектированных радиоимпульсов АЭ; \dot{N}_a – восстановленная интенсивность потока актов АЭ

\dot{N}_d и восстановленной согласно результатам параграфа 2.2 действительной интенсивности потока актов микродеформации \dot{N}_a на площадке текучести сплава (Fe – 0,2 % C) (аналог стали 20).

Видно, что восстановленная интенсивность потока актов АЭ \dot{N}_a (соответствующая действительной интенсивности потока актов пластической микродеформации) на площадке текучести относительно постоянна и значительно выше, чем измеряемая по традиционной методике интенсивность \dot{N}_d потока огибающих протектированных радиоимпульсов АЭ. Данные на рис. 31а также показывают, что зафиксированные по традиционной методике два максимума \dot{N}_d являются *ложными* и вызваны сильным искажением и перекрытием регистрируемых сигналов АЭ. Это связано с тем, что у материалов, обладающих выраженной площадкой (а тем более зубом) текучести, на площадке текучести излучается низкоамплитудная эмиссия с очень высокой интенсивностью.

У материалов, обладающих площадкой текучести, лавинообразное возрастание интенсивности потока актов АЭ, скорее всего, связано с отрывом дислокаций от атмосфер Коттрелла. Наблюдаемое в экспериментах поведение \dot{N}_a таких металлов и сплавов можно объяснить, по нашему мнению, следующими особенностями структуры ОЦК металлов: низкой плотностью подвижных дислокаций в исходном состоянии вследствие их закрепления атмосферами примесей (атомы С и N) и сильной зависимостью плотности подвижных дислокаций от приложенного напряжения.

При приближении нагрузки к пределу текучести происходит лавинообразное возрастание плотности подвижных дислокаций за счет их освобождения от атмосфер Коттрелла и размножения в процессе деформации. Это сопровождается резким увеличением потока актов АЭ. Дислокационная модель акта АЭ и связь его параметров со скоростью деформации достаточно подробно рассмотрены нами в параграфе 1.2.

Вследствие дальнейшего продолжения деформирования происходит пропорциональное размножение дислокаций, иногда создающее на некоторое время даже большее их количество, чем требуется для поддержания заданной скорости деформации. Это

вызывает появление площадки текучести и иногда даже некоторое падение напряжения (зуб текучести), пока скорость движения дислокаций не упадет до уровня, обеспечивающего требуемую скорость деформации.

Таким образом, высокая интенсивность потока актов АЭ на площадке текучести стали 20 обусловлена явлениями пластической неустойчивости при малом уровне деформационного упрочнения на начальных стадиях пластического течения. Восстановление потока актов АЭ позволяет количественно оценить интенсивность потока актов микродеформации внутри материала на площадке текучести этой стали и идентифицировать моменты начала и конца площадки текучести только по данным АЭ-испытаний, даже без использования данных кривой «нагрузка – деформация» ($\sigma - \epsilon$).

На рис. 31б приведены результаты восстановления АЭ образцов стали 95X18, характерные для материалов, имеющих перед разрушением два явно выраженных перелома восстановленной интенсивности потока актов АЭ.

У этой высокопрочной стали (используется в подшипниках, работающих в агрессивной среде) почти с самого начала деформации наблюдаются одиночные импульсы АЭ высокой амплитуды, однако практически отсутствует какой-либо максимум АЭ в области перехода от упругой к пластической деформации. Связь параметров АЭ со стадийностью процессов деформации и разрушения этой стали исследована нами в [35; 36; 51] и описана в параграфе 4.2. Установлено, что при $\epsilon < \epsilon_*$ (т. е. до точки нижнего перелома ϵ_*) происходит накопление актов АЭ вследствие коллективных эффектов при пластической деформации материала без заметного накопления повреждений.

Регистрация точки нижнего перелома кривой восстановленной интенсивности потока актов АЭ $\dot{N}_a(\epsilon_*)$ позволяет диагностировать начало рассеянного накопления микронесплошностей.

Участок деформации при $\epsilon_* \leq \epsilon < \epsilon^*$ соответствует стадии хаотического (рассеянного по объему и времени) зарождения и экспоненциального накопления микроповреждений за счет генерации локальных термофлуктуационных микронесплошностей с некото-

рой постоянной размножения γ_1 . Методика определения начальной концентрации и постоянных размножения повреждений по восстановленному потоку АЭ подробно описана в следующем параграфе.

Регистрация верхнего перелома кривой восстановленной интенсивности потока актов АЭ $\dot{N}_a(\varepsilon^*)$ позволяет диагностировать точку зарождения макротрещины. Верхний перелом $\dot{N}_a(\varepsilon)$ при деформации $\varepsilon \geq \varepsilon^*$ определяется изменением постоянной размножения γ и связан с началом локализации процессов накопления повреждений вследствие выполнения условий концентрационного критерия укрупнения трещин перед зарождением макротрещины.

Наличие этого перелома можно рассматривать в качестве достаточно надежного предвестника приближения к стадии предразрушающего состояния.

Таким образом, используя полученные результаты, можно идентифицировать стадии процессов дефектообразования по обнаружению и положению особых точек (локальные экстремумы и переломы) регистрируемых параметров восстановленного потока актов АЭ.

4.2. Оценка количества повреждений по положению нижнего перелома кривой потока актов эмиссии (случай одной особой точки)

Верхний перелом кривой потока актов АЭ далеко не всегда регистрируется на практике. Графики зависимостей $\dot{N}_d(\varepsilon)$ и $\dot{N}_a(\varepsilon)$ для образца без верхнего перелома (случай одной нижней особой точки) приведены на рис. 32.

Рассмотрим задачу количественной оценки концентрации повреждений по восстановленному потоку актов АЭ с одной нижней точкой перелома ε_* [51]. Аналогично рассматривается и случай двух особых точек (поток актов АЭ с наличием нижнего и верхнего переломов) [47; 67; 68; 155].

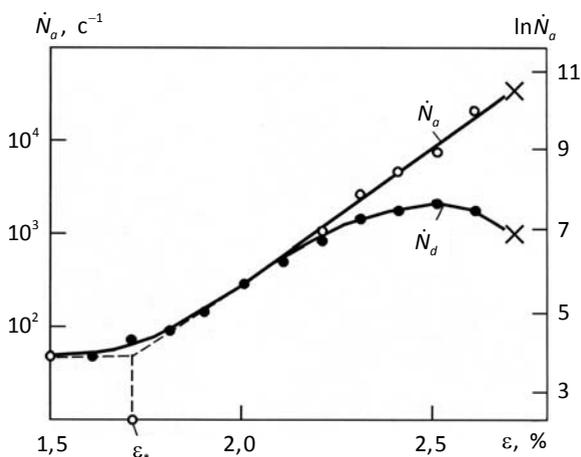


Рис. 32. Зависимость восстановленной интенсивности потока актов АЭ \dot{N}_a от деформации образца, не имеющего верхнего перелома потока актов АЭ; материал – сталь 95X18; скорость деформации $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; крестиками показан момент разрушения

Восстановленные значения интенсивности и общего количества потока актов АЭ соответствуют истинной скорости накопления и количеству повреждений внутри материала (см. параграф 2.2). Вследствие этого линейная зависимость логарифма $\dot{N}_a(\epsilon)$ после точки нижнего перелома ϵ_* на рис. 32 соответствует экспоненциальной зависимости от ϵ не только интенсивности потока актов АЭ, но и интенсивности потока повреждений. Интеграл от экспоненты дает тоже экспоненциальную зависимость, откуда следует, что концентрация C накопленных повреждений в материале подчиняется экспоненциальной зависимости от ϵ .

Таким образом, на основании данных АЭ, накопление повреждений в материале вполне адекватно описывается в рамках модели экспоненциально размножающегося процесса, и его концентрация может быть записана в виде следующего соотношения.

$$C = C_0 \exp \gamma(\epsilon - \epsilon_*); C = N/V, \quad (4.1)$$

где C_0 – начальная (в точке $\varepsilon = \varepsilon_*$) концентрация повреждений; γ – постоянная размножения; ε_* – деформация начала накопления повреждений; ε – текущая деформация; N – общее число повреждений (дефектов); V – объем материала.

Все параметры процесса (4.1) можно количественно оценить по данным АЭ-испытаний. Покажем это.

Продифференцировав (4.1) по времени и учитывая, что $\varepsilon = \varepsilon(t)$, получим

$$\frac{\partial N}{\partial t} = VC_0 \gamma \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \exp[\gamma(\varepsilon - \varepsilon_*)], \quad (4.2)$$

откуда, считая, что каждый акт повреждения в материале сопровождается актом АЭ, получим, что процессу (4.1) соответствует следующий вид зависимости интенсивности потока излученных (восстановленных) актов АЭ от приложенной деформации:

$$\dot{N}_a = VC_0 \gamma \dot{\varepsilon} \exp[\gamma(\varepsilon - \varepsilon_*)]. \quad (4.3)$$

Зависимость (4.3) соответствует экспоненциальному, начинающемуся с некоторой пороговой деформации ε_* размножению актов АЭ и действительно часто наблюдается на практике (см. рис. 32).

Конкретное значение этой деформации ε_* определяется по положению нижнего перелома экспериментально полученного графика $\ln \dot{N}_a = \ln \dot{N}_a(\varepsilon)$.

Значение постоянной размножения γ равно тангенсу наклона прямого отрезка графика $\ln \dot{N}_a = \ln \dot{N}_a(\varepsilon)$ на рис. 32, а C_0 определяется из соотношения (4.3) при $\varepsilon = \varepsilon_*$ и подстановкой в него соответствующего этой точке значения \dot{N}_a .

Таким образом, определив с помощью АЭ конкретные значения C_0 , γ и ε_* , можно по формуле (4.1) рассчитать реальную концентрацию повреждений в любой момент нагружения, в том числе и в момент разрушения.

Например, для образца на рис. 32 имеем: $\varepsilon_* = 1,7 \cdot 10^{-2}$, $\gamma_1 = 6,22 \cdot 10^2$, $C_0 = 1,9 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$, откуда на основании (4.1) получается следующее выражение для оценки концентрации повреждений

C в данном образце в любой точке деформации (в том числе и в момент разрушения):

$$C = C_0 \text{ при } \varepsilon < 1,7 \cdot 10^{-2};$$

$$C = 190 \exp(622\varepsilon - 10,57) \text{ при } \varepsilon \geq 1,7 \cdot 10^{-2}. \quad (4.4)$$

График начальной части зависимости (4.4) приведен на рис. 33. На этом же рисунке приведены зависимость $\sigma^2 = \sigma^2(\varepsilon)$ и определенная по ней деформация ε_D точки деструкции D по методике Л. М. Рыбаковой [129].

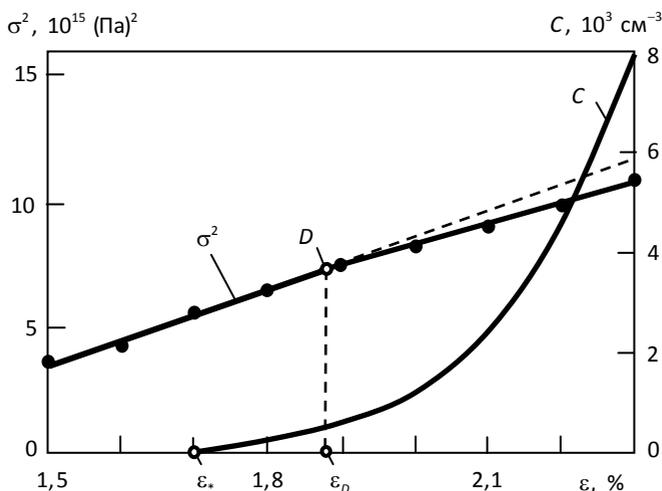


Рис. 33. Определение точки деструкции D и количественная оценка концентрации повреждений C в образце, восстановленный поток АЭ которого приведен на рис. 32: материал – сталь 95X18; скорость деформации $\dot{\varepsilon} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$

Сравнение результатов показывает, что по нижнему перелому потока актов АЭ возможно более раннее выявление самого начала предразрушающего состояния, чем по обнаружению точки деструкции D . Это вполне естественно, так как для заметного перелома графика $\sigma^2 = \sigma^2(\varepsilon)$ необходимо накопление уже весьма ощутимого количества микронесплошностей.

Подставив в (4.1) деформацию $\varepsilon = 2,71 \cdot 10^{-2}$ разрушения данного образца, получим критическую концентрацию повреждений на момент разрушения: $C_{кр} = 1,02 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$.

Возможность количественной оценки потока повреждений по сигналам АЭ в принципе позволяет осуществить и диагностику предразрушающего состояния в рамках *концентрационного критерия разрушения*. Считается, что разрушение наступает, когда $C \geq C_{кр}$, где $C_{кр}$ – некоторая критическая концентрация повреждений. Естественно, это сильное упрощение, и в общем случае степень поврежденности материала должна описываться более сложным образом. Однако ввиду отсутствия достаточной экспериментальной информации в качестве меры повреждений на практике в настоящее время часто используется такой упрощенный подход.

Теоретические оценки степени поврежденности, определяющей момент образования макротрещины, приводящей к разрушению, приведены в [20]. Для использованных нами размеров образцов результаты работы [20] дают следующую оценку порядка величины критической концентрации повреждений: $C_{кр} \approx 10^{-1} n^*$, где n^* – общее количество структурных элементов (например, зерен) исходного материала в единице объема. Учитывая, что по данным металлографического анализа образцов $n^* \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$, теоретическая оценка критической концентрации повреждений при разрушении равна $C_{кр} \approx 10^{-1} \cdot 10^6 \text{ см}^{-3} \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$.

Экспериментальная оценка критерия разрушения показала, что для исследованных нами 70 образцов стали 95Х18 критерием разрушения по данным АЭ было $C \geq C_{кр} = 1,03 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ при стандартном отклонении $s_c = 8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, практическое определение критической концентрации повреждений по сигналам АЭ хорошо совпадает с теоретической оценкой этого параметра, что позволяет достаточно надежно осуществлять АЭ-диагностику предразрушающего состояния в рамках концентрационного критерия. Знание пороговой концентрации $C_{кр}$ позволяет также приблизительно оценить и размер трещин перед разрушением. В соответствии с концентрационным критерием $C_{кр}^{1/3} \approx er$ [98], этой концентрации соответствует средний размер трещин $r \approx 8 \cdot 10^{-3} \text{ см}$.

4.3. Корреляционный анализ и метод инвариантов сигналов акустической эмиссии в диагностике предразрушающего состояния материалов

Целью описываемых экспериментов была оценка применимости корреляционного анализа связи амплитуд сигналов АЭ с временными интервалами их излучения и исследование инвариантных соотношений с целью создания нового метода и аппаратурных средств ранней диагностики предразрушающего состояния по параметрам сопутствующего ультразвукового излучения.

В ходе эксперимента сигналы АЭ регистрировались, оцифровывались и обрабатывались установкой собственной разработки при одноосном растяжении стандартных образцов стали 95Х18 с диаметром рабочей части образца 6 мм и длиной рабочей части 75 мм. Измерялись пиковая амплитуда и временной интервал следования импульсов АЭ, по которым затем рассчитывались требуемые статистические характеристики источника АЭ за каждую секунду нагружения.

Измерялись следующие параметры каждого радиоимпульса (вспышки) АЭ (рис. 34а): пиковая амплитуда $u_1, u_2, \dots, u, \dots, u_n$ временной интервал от предыдущего импульса АЭ $\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t, \dots, \Delta t_n$.

Коэффициент корреляции $\rho(u, \Delta t)$ определялся согласно известному соотношению [113; 126; 132]:

$$\rho(u, \Delta t) = \left[\sum_{i=1}^n (u_i - \bar{u})(\Delta t_i - \overline{\Delta t}) \right] / n \sigma_u \sigma_{\Delta t}, \quad (4.5)$$

где \bar{u} и $\overline{\Delta t}$ – средние значения; σ_u и $\sigma_{\Delta t}$ – стандартные отклонения (корни из дисперсии σ^2) амплитуд и временных интервалов между радиоимпульсами АЭ; n – число радиоимпульсов (актов) АЭ.

Для повышения быстродействия и точности вычислений средних значений ($u, \Delta t$), стандартных отклонений ($\sigma_u, \sigma_{\Delta t}$) временных интервалов, амплитуд АЭ и их коэффициента корреляции $\rho(u, \Delta t)$ использовался известный в программировании метод определения статистических характеристик по предварительно

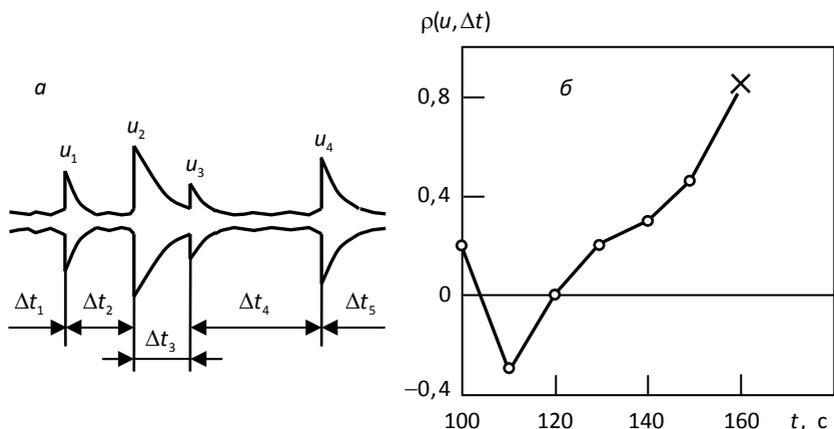


Рис. 34. Форма огибающей сигналов АЭ (а) и коэффициент корреляции амплитуд с временными интервалами следования импульсов АЭ (б): материал – сталь 95Х18. Крестик – момент разрушения

вычисленным суммам регистрируемых параметров $\Sigma \Delta t$, $\Sigma (\Delta t)^2$, Σu , Σu^2 , $\Sigma u \Delta t$ [83; 187]:

$$\overline{\Delta t} = \Sigma \Delta t / n; \quad \sigma_{\Delta t} = \sqrt{[\Sigma (\Delta t)^2 - (\Sigma \Delta t)^2 / n] / (n-1)}; \quad (4.6)$$

$$\bar{u} = \Sigma u / n; \quad \sigma_u = \sqrt{[\Sigma u^2 - (\Sigma u)^2 / n] / (n-1)}; \quad (4.7)$$

$$\rho(u, \Delta t) = K_{u, \Delta t} / \sigma_u \sigma_{\Delta t}, \quad K_{u, \Delta t} = \frac{1}{n-1} \left(\Sigma u \Delta t - \frac{1}{n} \Sigma u \Sigma \Delta t \right). \quad (4.8)$$

В результате проведенных экспериментов обнаружено, что на ранних стадиях деформации, до 130-й секунды нагружения, коэффициент корреляции амплитуд и временных интервалов между радиоимпульсами (актами АЭ) $\rho(u, \Delta t)$ близок к 0 (т. е. амплитуды сигналов АЭ почти не зависят от моментов их излучения). Исследование каких-либо статистических параметров АЭ на более ранних стадиях нагружения стали 95Х18 (по крайней мере, до 80-й секунды нагружения) некорректно вследствие малого (менее 10 импульсов за секунду) объема выборки. При этом установлено, что перед разрушением, начиная со 140-й секунды нагружения (см. рис. 34б), коэффициент корреляции (4.5) приобретает устойчиво 100

положительное значение и стремится к единице (т. е. амплитуды сигналов АЭ существенно определяются моментом их излучения). Ранее аналогичное поведение коэффициента корреляции было обнаружено нами и для образцов угля [25; 67; 68].

Таким образом, критерий $\rho(u, \Delta t) > 0$ можно действительно использовать в качестве предвестника наступления предразрушающего состояния различных материалов.

Кроме того, нами обнаружено, что в ходе процесса накопления повреждений, еще задолго до появления макродефекта происходят изменения в «тонкой структуре» потока актов АЭ. Начинается как бы «группирование» актов АЭ, и процесс АЭ переходит в пуассоновский поток сгруппированных актов АЭ. В этом случае мы рекомендуем использовать модель потока групп с «дельта-зацеплением» [21; 41; 58; 67; 68]. При таком подходе процесс АЭ описывается как поток центров групп с определенной вероятностью появления около этих центров некоторого количества коррелированных актов АЭ. Конкретное значение параметра зацепления контролируется размером микрообластей структурной гетерогенности данного материала и, вероятно, связано с размерами микрообъемов релаксации напряжений за счет скачков пластической микродеформации.

Нами установлено, что идентификация факта появления дельта-зацепления в сигналах АЭ обычно позволяет диагностировать момент зарождения макродефекта задолго до его обнаружения с помощью каких либо других информативных параметров АЭ. Однако практическое применение этого метода АЭ-диагностики требует наличия достаточно сложных аппаратных комплексов с высоким временным разрешением и быстродействием.

Одновременно с корреляционным анализом сигналов АЭ, на этих же образцах нами производилось и параллельное исследование *инвариантных соотношений сигналов АЭ*.

Некоторое время назад нами был предложен новый подход, заключающийся в том, что связь регистрируемых сигналов АЭ с конкретным физическим процессом разрушения определяется по *отклонению от устойчивых* (инвариантных) в силу ряда предельных теорем статистических распределений параметров АЭ [52]. Частным

случае такого подхода является метод, суть которого состоит в использовании в качестве критерия образования макродефекта факта отклонения параметров потока актов АЭ от пуассоновского вида.

Развиваемый метод в последнее время получил название *метода инвариантов*, и все более широко используется в качестве метода диагностики предразрушающего состояния и определения точки деструкции конструкционных материалов [29; 31; 32; 34; 39; 43; 46; 50; 67; 68; 74; 75; 106; 127; 144; 190].

Суть такого подхода заключается в следующем. В силу случайного характера потока микроповреждений на некоторых стадиях деформации и разрушения твердых тел можно найти устойчивые (инвариантные) соотношения $I_p^* = inv$ между регистрируемыми параметрами АЭ. Тогда появление отклонений регистрируемых значений I_p этих соотношений от их инвариантных значений I_p^* может служить критерием перехода на следующую стадию деформации или разрушения.

Эти отклонения могут быть достаточно малыми, однако во многих случаях их все же удастся заметить и оценить, например, вычтя устойчивые (инвариантные) значения из регистрируемых. Для количественного описания степени отклонения I_p от I_p^* нами введен *информационный параметр* i_p , простейший вид которого:

$$i_p = i_p(I_p, I_p^*) = |(I_p - I_p^*)| / I_p^* . \quad (4.9)$$

1. Временные инварианты АЭ. Известно, что вследствие независимой работы отдельных микроисточников АЭ на стадии рассеянного накопления микроповреждений поток актов АЭ на этой стадии можно считать пуассоновским на основании предельной теоремы потоков, утверждающей, что результирующий поток суммы любых независимых потоков быстро сходится к пуассоновскому [132], для которого выполняется ряд инвариантных соотношений. Зарождение и рост макротрещины часто приводят к отклонению параметров потока актов АЭ от пуассоновского. Обычно это сопровождается отклонением инвариантных соотношений от их устойчивых значений, что позволяет по АЭ диагностировать момент перехода от рассеянного накопления микроповреждений

к локализованному дефектообразованию в момент зарождения макротрещины.

Отношение стандартного отклонения $s_{\Delta t}$ (корень квадратный из дисперсии временных интервалов между событиями АЭ) к их среднему значению $\overline{\Delta t}$ (первый временной инвариант $I_{1\Delta t}$) для пуассоновского потока актов АЭ имеет устойчивое (инвариантное) значение, равное единице (см. параграфы 2.1 и 2.2):

$$I_{1\Delta t} = s_{\Delta t} / \left(\overline{\Delta t} \right) = I_{1\Delta t}^* = 1, \quad (4.10)$$

а информационный параметр временных интервалов следования $i_{1\Delta t}$

$$i_{1\Delta t} = \left| \left(\overline{\Delta t} - s_{\Delta t} \right) \right| / \left(\overline{\Delta t} \right) = 0. \quad (4.11)$$

Образование макродефекта обычно приводит к отклонению параметров потока актов АЭ от пуассоновского, вследствие чего нарушение соотношений (4.10) и (4.11) можно рассматривать в качестве диагностического признака наступления момента разрушающего состояния.

Инвариантные соотношения (4.10), (4.11) экспериментально оценивались нами с использованием тех же промежуточных формул (4.6)–(4.8). В качестве примера высокой чувствительности метода инвариантов к стадиям зарождения и роста макротрещины на рис. 35 приведены экспериментальные зависимости первого временного инварианта АЭ (4.10) и информационного параметра (4.11), полученные нами в процессе деформации образца угля.

Легко заметить, что значения первого временного инварианта АЭ действительно близки к единице на большей части кривой нагружения и падают перед разрушением до значений, меньших 0,7. Интересно, что, помимо спада перед разрушением, это соотношение имело еще и два локальных минимума (при деформациях в 0,4 и 0,7 %), в точности совпадающих с небольшими сбросами нагрузки, интерпретированных нами, как «проскоки» двух локальных трещин через слои образца. Видно также, что значения информационного параметра близки к нулю на ранних стадиях деформации и возрастают до 0,5 перед разрушением.

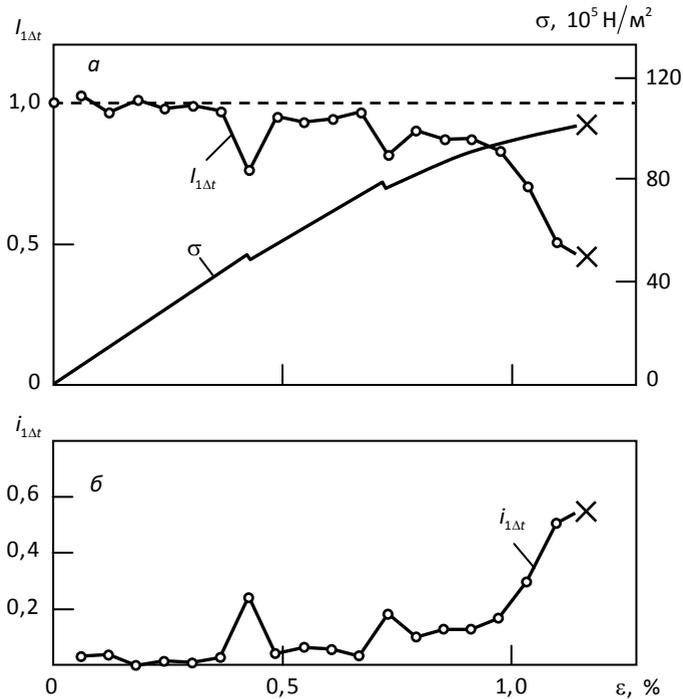


Рис. 35. Зависимость первого временного инварианта АЭ (а) и информационного параметра (б) от деформации угля. Скорость деформации $\dot{\epsilon} = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Нагрузка приложена перпендикулярно слоям. Крестики – момент разрушения

Эти результаты позволяют говорить о перспективности методов контроля динамики роста трещины по инвариантным соотношениям и информационному параметру АЭ.

Инвариантное соотношение (4.10) является основополагающим для пуассоновского потока. Как следствие, из него могут быть получены и другие соотношения. Например, его можно записать как второй временной инвариант, связывающий среднее $\overline{\Delta t}$ и среднеквадратическое значение $\overline{(\Delta t)^2}$ временных интервалов пуассоновского потока $I_{2\Delta t} = \overline{(\Delta t)^2} / (\overline{\Delta t})^2 = I_{2\Delta t}^* = 2$ [67; 68; 75].

В этом случае вместо дисперсии используется среднеквадратическое значение, измерение которого иногда может быть легче аппаратурно реализовано.

2. Амплитудные инварианты АЭ. Хорошая корреляция параметров потока актов АЭ с механическими свойствами материалов позволяет находить аналогичные инвариантные комплексы и для амплитудных параметров АЭ. Например, аналогично (4.10) и (4.11) можно предложить первый амплитудный инвариант I_{1u} и амплитудный информативный параметр i_{1u} [31; 32; 34; 67; 68; 74]:

$$I_{1u} = s_u / (\bar{u}) = I_{1u}^* ; \quad (4.12)$$

$$i_{1u} = [(I_{1u} - I_{1u}^*)] / I_{1u}^* , \quad (4.13)$$

где s_u и \bar{u} – соответственно стандартное отклонение и среднее значение амплитуды; I_{1u}^* – устойчивое значение первого амплитудного инварианта, часто близкое к 0,8 на ранних стадиях нагружения многих материалов.

Экспериментальная проверка эффективности применения инвариантных соотношений для диагностики предразрушающего состояния как по временным, так и по амплитудным параметрам АЭ производилась при исследовании серии стандартных образцов стали 95X18 при их одноосном нагружении до разрушения с постоянной скоростью деформации.

В ходе эксперимента сигналы АЭ регистрировались, оцифровывались и обрабатывались установкой АП-71Э собственной разработки. Измерялись амплитуда, длительность и временной интервал следования каждого импульса АЭ, по которым затем рассчитывались требуемые статистические характеристики источника АЭ за каждую секунду нагружения. Для количественной оценки плотности распределения временных интервалов следования импульсов АЭ $w(\Delta t)$ весь интервал разбивался на 15 дискретных значений $\Delta t_j = (j - 0,5)dt$, $j = 1, \dots, 15$. Ширина канала временного анализа dt каждую секунду автоматически выбиралась из соотношения $dt = (5\dot{N}_d)^{-1}$ где \dot{N}_d – количество протектированных импульсов (вспышек) АЭ за данную секунду (активность АЭ).

В качестве примера на рис. 36 приведены экспериментальные гистограммы плотности распределения временных интервалов следования импульсов АЭ на стадии рассеянного накопления микроповреждений (рис. 36а) и при росте макротрещины перед разрушением одного из образцов стали 95Х18 (рис. 36б). Там же приведены и плотности распределений аппроксимирующих пуассоновских потоков. На рис. 37 для этого же образца приведена динамика изменений инвариантных соотношений $I_{1\Delta t}$, I_{1w} , а на рис. 38 – информационных параметров $i_{1\Delta t}$, i_{1w} (с учетом знака) начиная с 100-й секунды нагружения.

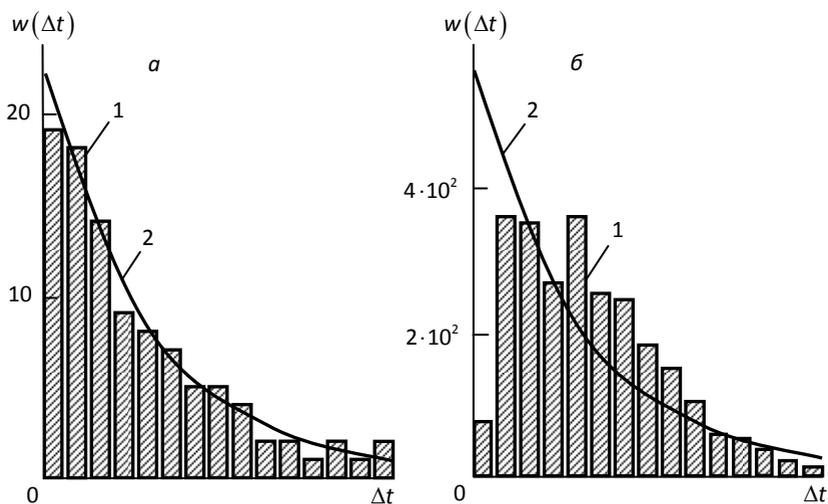


Рис. 36. Гистограммы плотностей распределения временных интервалов следования АЭ. Материал – 95Х18. Число каналов анализатора – 15: 1 – экспериментальные значения; 2 – аппроксимирующий пуассоновский поток; а – 120-я секунда нагружения; деформация $\epsilon = 2,16\%$; объем выборки – 104 импульса; ширина канала $dt = 1,92$ мс; б – 150-я секунда нагружения; деформация $\epsilon = 2,7\%$; объем выборки – 2775 импульсов; ширина канала $dt = 0,07$ мс

Исследование изменения каких-либо статистических параметров АЭ на более ранних стадиях нагружения стали 95Х18 некорректно (по крайней мере при $t < 80$ с) вследствие малого

106

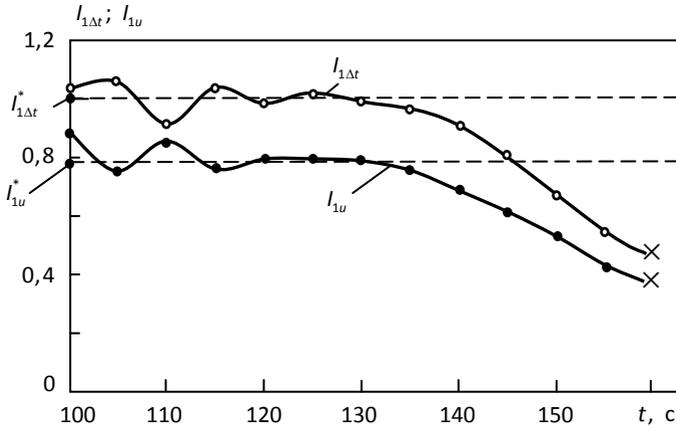


Рис. 37. Графики изменения временных и амплитудных инвариантных соотношений в процессе нагружения образца стали 95X18; крестиками показан момент разрушения

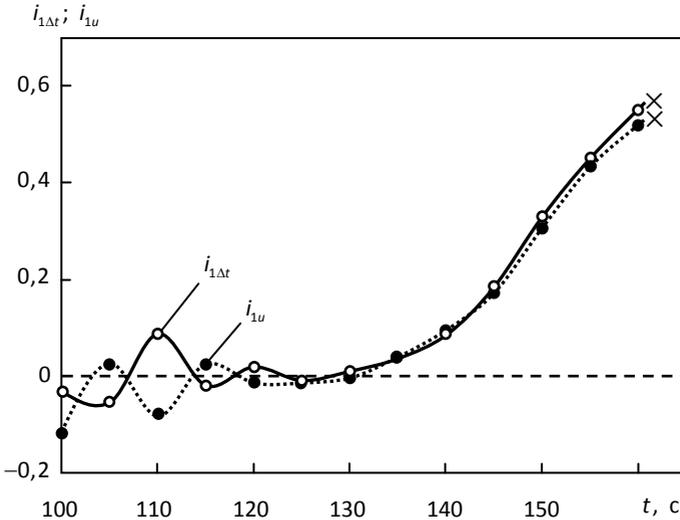


Рис. 38. Графики изменения временных и амплитудных информационных параметров в процессе нагружения образца стали 95X18; крестиками показан момент разрушения

(менее 10 импульсов за секунду) объема выборки. Видно, что до 120-й секунды нагружения хорошо выполняются соотношения $I_{1\Delta t} = I_{1\Delta t}^* = 1$ и $I_{1u} = I_{1u}^* \approx 0,8$ (см. рис. 37). Это позволяет говорить о пуассоновском виде и чисто случайном характере процесса накопления микроповреждений на этих стадиях деформации.

Видно также, что начиная со 120-й секунды нагружения (деформация $\varepsilon = 2,16$ %) нарушается инвариантность как временных (4.10), так и амплитудных инвариантных соотношений (4.12), а значения их информационных параметров начинают заметно отличаться от нуля (рис. 38). Затем, начиная со 135-й секунды ($\varepsilon = 2,4$ %), наблюдается явное падение (до значений порядка 0,5–0,6) инвариантных соотношений (4.10), (4.12) и резкое увеличение значений информационных параметров (4.11), (4.13).

Сравнение гистограмм на рис. 36 показывает, что при рассеянном накоплении микроповреждений (см. рис. 36а) распределение временных интервалов действительно хорошо подчиняется модели пуассоновского потока. Образование и рост трещины (см. рис. 36б) приводит к существенному отклонению от пуассоновской модели. Однако здесь следует учитывать, что при $\dot{N}_d \geq 10^3 \text{ с}^{-1}$ уже начинает заметно сказываться дополнительное искажение $w(\Delta t)$ за счет сильного искажения и перекрытия регистрируемых сигналов АЭ (более подробно эти вопросы рассмотрены в параграфе 2.2).

Данные наших исследований показывают, что у стали 95X18 при деформации $\varepsilon < \varepsilon^* = 2,4$ % происходит в основном хаотическое (рассеянное по объему и времени) зарождение и экспоненциальное накопление микротрещин за счет генерации локальных термофлуктуационных микроповреждений с некоторой постоянной размножения.

При $\varepsilon \geq \varepsilon^*$ часто происходит локализация процессов накопления повреждений вследствие выполнения условий концентрационного критерия укрупнения трещин перед зарождением макротрещины.

Таким образом, условия

$$I_{1\Delta t} \neq I_{1\Delta t}^*; I_{1u} \neq I_{1u}^*; i_{1\Delta t} \neq 0; i_{1u} \neq 0 \quad (4.14)$$

соответствуют стадиям локализации процесса накопления повреждений при зарождении макротрещины и действительно могут быть использованы в качестве критерия близости разрушения.

В качестве инвариантных можно также использовать соотношения, обратные значениям величин (4.10) и (4.12). В этом случае наступление предразрушающего состояния сопровождается возрастанием инвариантных соотношений относительно их инвариантных значений.

Необходимо отметить, что нарушение амплитудных и временных инвариантных соотношений перед разрушением материала является прямым следствием изменения вида статистических распределений и отклонения параметров потока актов АЭ от чисто случайного (пуассоновского) при локализации процесса дефектообразования. Если у исследуемого материала в силу каких-либо особенностей при локализации дефектообразования нет этих отклонений, то и метод инвариантов работать не будет. Вследствие этого метод инвариантов тоже имеет свои ограничения, и в каждом конкретном случае приходится подбирать наиболее информативные инвариантные соотношения.

К сожалению, здесь следует отметить, что некоторые исследователи пытаются использовать метод инвариантов, так и не разобравшись в самой сущности данного метода. Например, автор претендующей на создание нового метода амплитудных инвариантов АЭ работы в рамках феноменологической модели реакции датчика на пуассоновский процесс импульсов АЭ с помощью не совсем корректных преобразований параметров случайных процессов получил выражение, которое, по его мнению, должно быть постоянным, и предложил использовать его в качестве амплитудного инварианта АЭ [106].

Далее, заметив, что на самом деле значения этого «инварианта» в ходе эксперимента все время увеличиваются, он предложил аппроксимировать его многочленом первой степени и сделал вывод о непрерывном возрастании своего якобы амплитудного инварианта в ходе деформации!

Извините, но тогда какой же это инвариант. Ведь основная идея метода инвариантов в том и заключается, что надо искать такие комбинации параметров АЭ, которые имеют устойчивые (близкие к постоянным) значения в ходе чисто случайного характера процессов структурных преобразований в материале, т. е. вдоль почти всей кривой нагружения. Тогда момент появления отклонений инвариантных соотношений от их устойчивых (постоянных) значений и является критерием локализации дефектообразования в момент зарождения макротрещины. К сожалению, с подачи [106] непонимание метода инвариантов АЭ проникло и в работу известных авторов [207], где со ссылкой на [106] утверждается что якобы «существует метод, в котором инвариант не равен постоянному значению, а имеет линейную зависимость»!

Подытоживая результаты данного раздела, можно сделать следующие выводы:

1. Коэффициент корреляции амплитуд с интервалами следования импульсов АЭ перед разрушением материала приобретает устойчиво положительное значение и стремится к единице.

2. Временные и амплитудные инвариантные соотношения АЭ существенно отклоняются от их устойчивых (инвариантных) значений при уровнях деформации, превышение которых сопровождается и регистрацией устойчиво положительных значений коэффициента корреляции.

3. Появление устойчиво положительных значений коэффициента корреляции амплитуд с интервалами следования АЭ, а также отклонения инвариантных соотношений АЭ от их устойчивых значений можно использовать в качестве АЭ-критериев наступления предразрушающего состояния.

4.4. Информативность метода инвариантов при анализе прореженных потоков акустической эмиссии

Диагностика предразрушающего состояния по методу инвариантов АЭ дает хорошие результаты. Вместе с тем экспериментальное определение инвариантных соотношений в реальном масштабе времени требует использования достаточно быстродействующих устройств и может представлять сложную задачу при анализе высокоинтенсивных потоков АЭ.

В этой ситуации на первый взгляд кажется заманчивым уменьшение анализируемой интенсивности потока и определение степени опасности дефекта по выборочной статистике, например, каждого m -го импульса с последующей коррекцией результатов. Например, авторы [127] действительно рекомендуют проводить такое «прореживание» потока АЭ перед вычислением временных инвариантных соотношений.

Проблема информативности «прореженных» потоков АЭ подробно была исследована нами ранее [38], где показано, что разрежение потока импульсов АЭ путем выборки каждого m -го импульса приводит к распределению Эрланга с плотностью $w^*(\Delta t)$:

$$w^*(\Delta t) = m\dot{N}_a \left[(m\dot{N}_a \Delta t)^{m-1} / (m-1)! \right] \exp(-m\dot{N}_a \Delta t), \quad (4.15)$$

где \dot{N}_a – интенсивность исходного потока актов АЭ; Δt – интервал времени между актами АЭ.

Из выражения (4.15) следует, что разрежение потока импульсов АЭ путем выборки каждого m -го импульса приводит к существенной регуляризации исходного потока, заключающейся в появлении максимума $w^*(\Delta t)$ уже при $m = 2$. При дальнейшем увеличении коэффициента деления m распределение (4.15) все более сужается, переходит в нормальное при $m > 10$, а при еще больших значениях m поток АЭ становится практически детерминированным с нулевой дисперсией. Эти свойства потока (4.15) позволяют вычислять исходные значения Δt и \dot{N}_a по выборке на выходе пересчетного устройства,

однако плотность распределения временных интервалов такого потока $w^*(\Delta t)$ сильно искажается и теряет свою информативность.

В качестве примера действительно быстрой регуляризации потока на рис. 39 приведены полученные нами результаты при экспериментальном прореживании (с разными модулями пересчета $m = 4$ и 10) близкого к пуассоновскому потока АЭ при нагружении стандартного образца стали 95Х18 и теоретические распределения согласно (4.15).

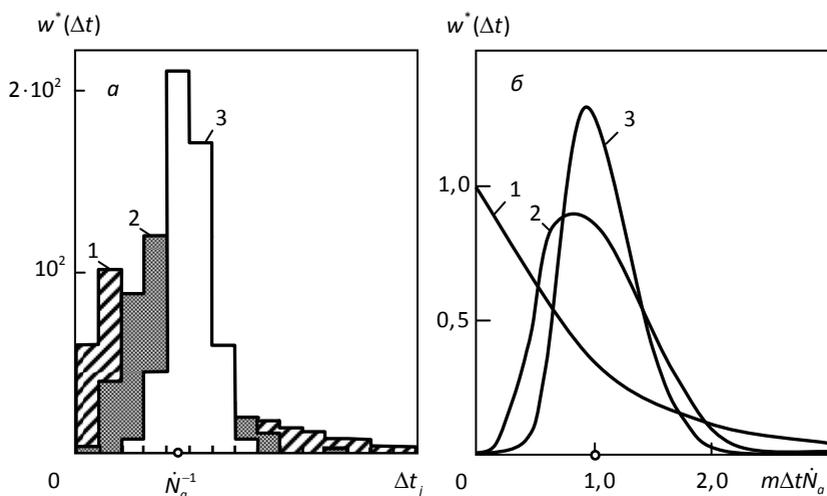


Рис. 39. Регуляризация потока при его «прореживании» путем выборки каждого m -го импульса АЭ. Материал – сталь 95Х18:

a – гистограммы плотностей распределения временных интервалов между импульсами АЭ, 130-я секунда нагружения, деформация $\varepsilon = 2,34$ %, объем выборки исходного потока – 518 импульсов, число каналов анализатора – 15, ширина канала для исходного потока – 0,39 мс, для прореженных – 1,56 и 3,9 мс; b – теоретические плотности распределения по формуле (4.15); 1 – исходный поток (модуль пересчета $m = 1$); 2 – $m = 4$; 3 – $m = 10$

Зарегистрированный нашим цифровым комплексом АП-71Э исходный поток реальной АЭ (гистограмма 1 на рис. 39а) «прореживался» путем выборки каждого 4-го (10-го) импульса и обрабатывался. Затем для сохранения исходного количества импульсов и сравнения

формы распределений прореженного и исходного потоков количество импульсов в каждом канале анализатора умножалось на четыре и десять (гистограммы 2 и 3 на рис. 39а). Для сравнения на рис. 39б представлены теоретические плотности потока (4.15) при $m = 1$ (кривая 1), $m = 4$ (кривая 2) и $m = 10$ (кривая 3). Наблюдается хорошее совпадение экспериментальных и теоретических результатов.

Сравнение гистограмм и теоретических кривых на рис. 39 показывает, что вместо исходного экспоненциально спадающего вида (поток Пуассона) плотность распределения «прореженного» потока (поток Эрланга) существенно сжимается и приобретает максимум вблизи среднего значения.

«Прореживание» потока АЭ путем выборки каждого m -го импульса приводит к регистрации потока Эрланга уже при модуле пересчета m порядка 4–10, малочувствительного к виду исходного потока. В подтверждение этого вывода на рис. 40 приведены полученные нами экспериментальные зависимости первого временно-го инварианта АЭ (4.10) и его информационного параметра (4.11) в процессе описанных выше испытаний образцов стали 95Х18 при разных модулях пересчета m .

Видно, что наиболее чувствительны к динамике процесса накопления повреждений экспериментальные оценки первого временного инвариантного соотношения $I_{1\Delta t}$ и информационного параметра $i_{1\Delta t}$ исходного потока. В случае же «прореживания» потока регистрируемых импульсов АЭ путем выборки каждого m -го импульса наблюдается сильное падение чувствительности метода инвариантов (т. е. инвариантные соотношения и их информационные параметры становятся практически независимыми от стадий нагружения и деформации).

Можно показать, что совершенно так же ведут себя второе временное инвариантное соотношение $I_{2\Delta t}$ и его информационный параметр $i_{2\Delta t} = |(I_{2\Delta t} - I_{2\Delta t}^*)| / I_{2\Delta t}^*$, близкий по смыслу и свойствам инварианту I^* в работе [127], так как они являются следствием соотношений (2.10).

Данные наших экспериментов также свидетельствуют, что, например, в случае выборки каждого 10-го импульса значение инварианта $I_{1\Delta t}^*$ падает в три раза и он становится нечувстви-

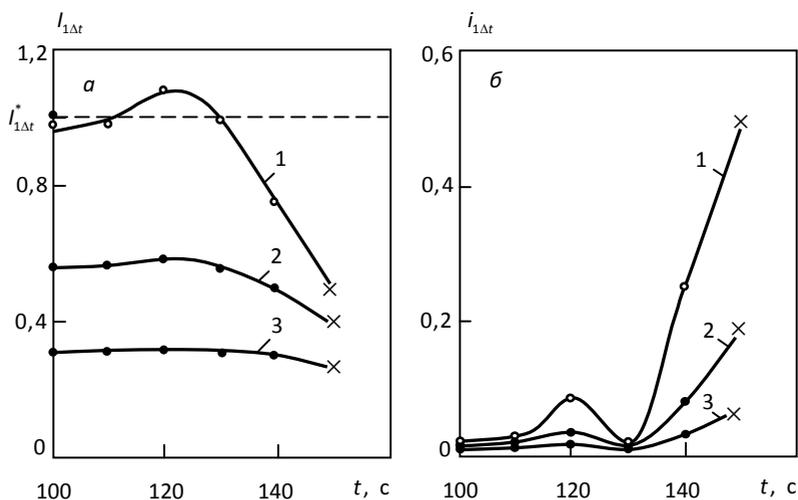


Рис. 40. Падение чувствительности метода инвариантов при «прореживании» потока путем выборки каждого m -го импульса АЭ; материал – сталь 95Х18; крестики – момент разрушения: *а* – экспериментальные графики первого инвариантного соотношения при разных модулях пересчета m ; *б* – экспериментальные зависимости информационно-параметра первого временного инварианта АЭ при разных модулях пересчета m ; 1 – исходный поток (модуль пересчета $m = 1$); 2 – $m = 4$; 3 – $m = 10$

тельным к отклонению параметров исходного потока от пуассоновского вида.

Таким образом, «прореживание» потока АЭ резко снижает случайность свойств исходного потока. Это делает практически невозможным определение степени опасности дефекта по каким-либо статистическим параметрам «прореженных» потоков (естественно, включая и метод инвариантов) даже при относительно малых коэффициентах пересчета.

В связи с этим предлагаемый в последнее время рядом исследователей способ повышения быстродействия метода инвариантов, заключающийся в использовании для анализа степени опасности развивающихся дефектов «прореженных» потоков или потоков Эрланга представляется нам бесперспективным.

Глава 5. АКУСТИКО-ЭМИССИОННЫЙ КОНТРОЛЬ И ДИАГНОСТИКА КИНЕТИКИ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЖИДКИХ СРЕДАХ

5.1. Акустико-эмиссионный контроль и диагностика кинетики растворения кристаллических веществ

Метод акустико-эмиссионного анализа находит все большее применение в физике конденсированных сред, физике прочности, механике разрушения, задачах неразрушающего контроля и диагностики. В последнее время обнаружено, что метод АЭ позволяет получать ценную (часто безальтернативную) информацию о кинетике химических и физико-химических процессов также и в жидких средах. Установлено, что такие процессы, как растворение, расплавление, электролиз, гомогенные химические реакции, тоже сопровождаются испусканием (эмиссией) акустических волн в звуковом и ультразвуковом диапазонах частот [5; 8; 73; 83; 102; 109; 110; 177; 185; 187].

В этом разделе описаны наши результаты по изучению особенностей АЭ в процессе растворения кристаллов и сделана попытка выяснения механизмов сопутствующего акустического излучения [73]. Упрощенная схема экспериментов показана на рис. 41.

Сигналы АЭ воспринимались с помощью высокочувствительного пьезоэлектрического датчика, установленного на нижней части емкости с исследуемой жидкостью. Емкость имела кони-

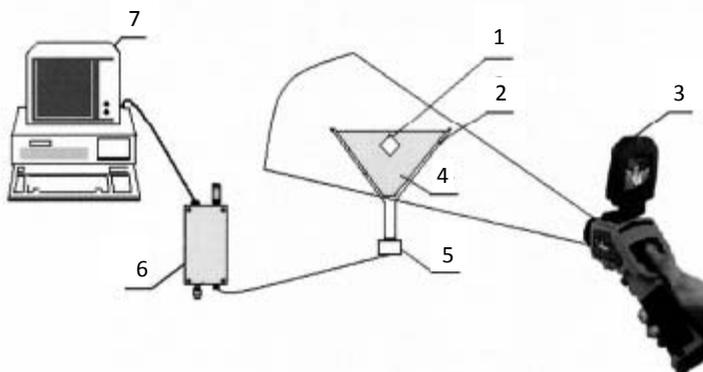


Рис. 41. Упрощенная схема эксперимента: 1 – образец исследуемого вещества; 2 – конический сосуд; 3 – тепловизор; 4 – жидкость; 5 – приемный датчик АЭ; 6 – предусилитель; 7 – цифровой диагностический комплекс A-Line 32D

ческую форму и присоединялась своей узкой частью к рабочей поверхности датчика АЭ через слой контактной смазки. Прием и статистическая обработка сигналов АЭ производились с помощью цифровых АЭ-диагностических комплексов АП-71Э собственной разработки [67; 68] и A-Line32D фирмы «Интерюнис». Запись формы сигналов и их спектральный анализ осуществлялись АЭ-системой A-Line32D.

Типичные параметры сигналов АЭ, регистрируемых в процессе растворения кристаллических веществ, приведены на рис. 42, 43.

В настоящее время нет общепринятой точки зрения на природу явления АЭ при растворении, кристаллизации и плавлении веществ. Например, причиной АЭ может быть экзотермический или эндотермический характер процесса кристаллизации и растворения. Действительно, выделение (поглощение) латентной энергии кристаллизации при фазовых переходах первого рода в жидкости может быть достаточно существенным.

Изменение температуры приповерхностного слоя жидкости вызывает возмущения плотности и, как следствие, генерацию акустических волн. Однако если рассматривать процесс раство-

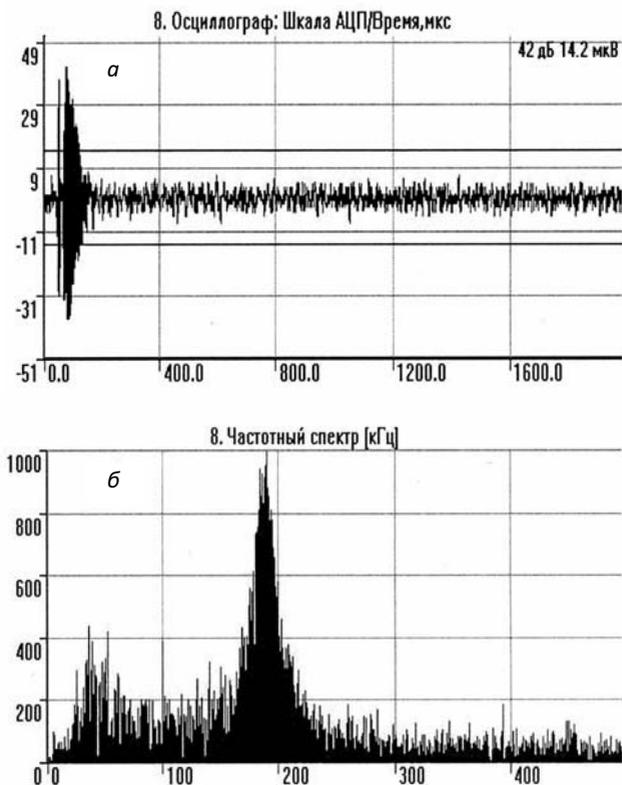


Рис. 42. Форма (а) и частотный спектр (б) импульса акустической эмиссии в процессе растворения кристалла NiSO_4 .
Время от начала процесса – 3 мин 5 с (скриншоты с экрана A-Line 32D)

ния кристаллов как результат рассеянного по объему постепенного преодоления энергетического барьера отдельными ионами или молекулами, то генерируемые при этом акустические сигналы будут полностью компенсироваться тепловыми флуктуациями частиц среды. В этом случае процесс растворения не может быть услышан никаким образом.

Некоторыми исследователями выдвигается предположение, что в процессе растворения твердого вещества в жидкости узкая

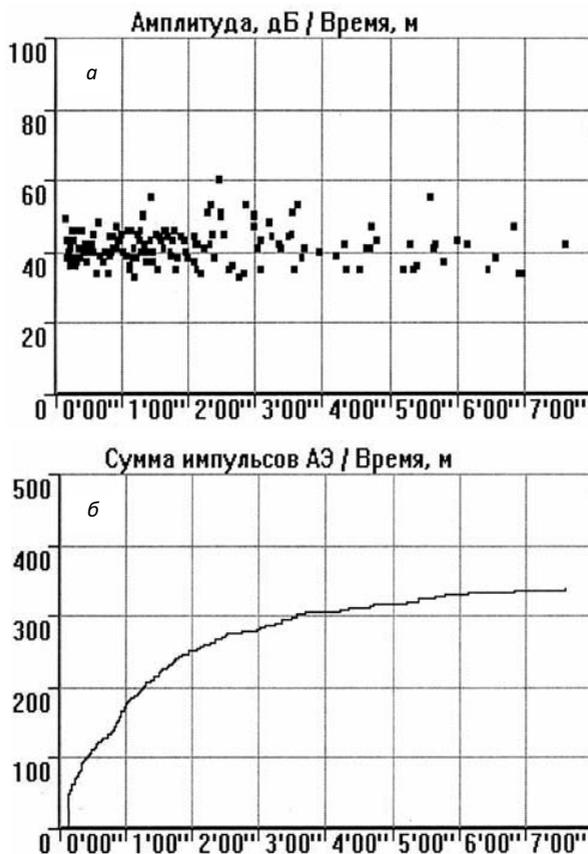


Рис. 43. Амплитуда (а) и кинетика накопления импульсов АЭ (б) в процессе растворения кристалла NiSO_4 . (скриншоты с экрана A-Line 32D)

зона, в которой происходит отрыв молекул растворенного вещества и их переход в раствор, служит зоной возмущения плотности жидкости. Изменение плотности жидкости в этой зоне распространяется по всему объему в виде звуковых сигналов.

Согласно этой теории увеличение амплитуды излучения до регистрируемого уровня при растворении веществ происходит за счет эффекта резонансного совпадения вынужденных колебаний жидкости с частотой собственных колебаний кристалла.

Вместе с тем, исходя из данного предположения, следовало бы ожидать, что, во-первых, частотный диапазон АЭ-волн при растворении кристаллов размером, например, 10 мм и 1 мм должен был бы различаться в 10 раз, а во-вторых, по мере растворения кристаллов и, соответственно, уменьшения их размеров резонансная частота должна была бы увеличиваться. Однако результаты наших экспериментов однозначно показывают, что частотный диапазон АЭ практически не зависит от размеров кристаллов при их растворении или расплаве. Кроме того, по мере растворения кристалла не наблюдается увеличения частоты регистрируемого сигнала. Это свидетельствует об ошибочности трактовки явления АЭ при растворении, расплавлении и росте кристаллов как эффекта совпадения вынужденных колебаний жидкости с частотой собственных колебаний кристалла.

По нашему мнению, объяснение наблюдаемому расхождению между ожидаемым и полученным результатом можно дать на основе явления «биений», т. е. квазипериодических изменений амплитуды колебаний, образующихся при сложении нескольких гармонических колебаний с близкими частотами, например колебаний атомов (10^{12} – 10^{13} Гц) [73; 177]. Для моделирования этого процесса была разработана программа, позволяющая варьировать частоту суммируемых волн, количество волн, фазу, а также в зависимости от условий задавать либо фиксированную разницу частот, либо произвольный набор частот. Поскольку предполагалось, что источниками АЭ при растворении и росте кристаллов в жидких средах являются биения между близкими частотами колебаний растворяемых единиц вещества (кластеров, молекул, ионов), то было выбрано гауссово распределение суммируемых частот. Варьирование частоты в программе осуществлялось при помощи параметров функции распределения случайной величины разброса частот волн.

Моделирование биений позволило обнаружить и предсказать образование низкочастотных волн с пульсирующей амплитудой при суммировании большого количества волн со случайным, но близким набором частот с заранее выбранной модой и стандартным отклонением.

Рассмотрим более подробно кинетику изменения интенсивности потока \dot{N}_a и общего количества актов АЭ N_a в процессе растворения кристалла NaCl, параметры АЭ которого приведены на рис. 44.

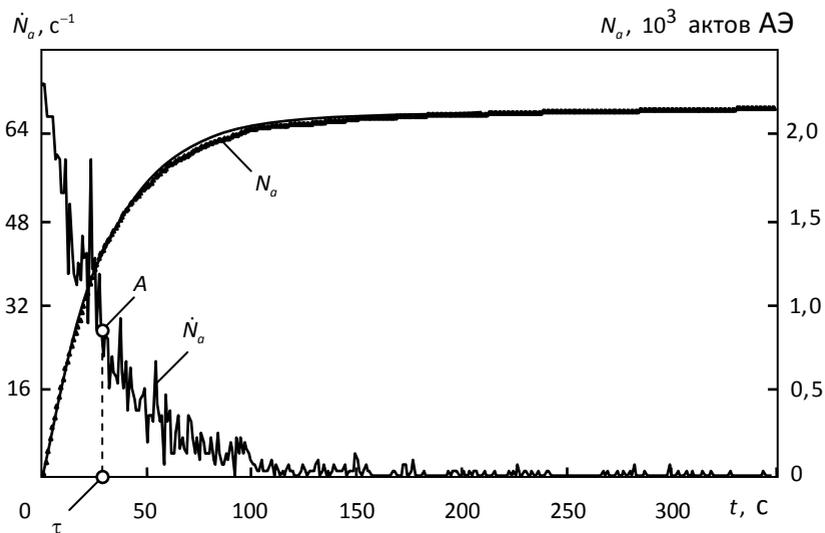


Рис. 44. Динамика изменения интенсивности потока и суммарного количества актов АЭ в процессе растворения кристалла NaCl массой 0,17 г

Исследуем динамику изменения интенсивности потока (т. е. количества в единицу времени) актов АЭ $N_a \frac{dN_a}{dt}$ и общего суммарного количества актов АЭ N_a во времени [8]. Учитывая, что в описываемых экспериментах коэффициент искажения и перекрытия сигналов АЭ (2.15) был много меньше единицы, количественная оценка интенсивности потока актов АЭ \dot{N}_a определялась непосредственно по измерению активности \dot{N}_a (интенсивности потока протектированных импульсов АЭ) без использования процедуры восстановления (т. е. $\dot{N}_a \approx \dot{N}_a$). Более подробно эти вопросы рассмотрены в параграфе 2.2.

Пусть начальная масса кристалла растворяемого вещества равна m , а растворенного M . Тогда в любой момент времени масса кристалла равна разности $(m - M)$, а скорость растворения массы 120

кристалла равна dM/dt . Полагая, что интенсивность потока (количество в единицу времени) актов АЭ dN_a/dt пропорциональна скорости изменения массы dM/dt растворенного вещества, можно записать следующее уравнение:

$$\frac{dN_a}{dt} = K \frac{dM}{dt}, \quad (5.1)$$

где K – некоторый коэффициент пропорциональности.

Полагая, что скорость растворения пропорциональна текущему значению массы кристалла, получим следующее дифференциальное уравнение процесса:

$$\frac{dM}{dt} = k(m - M), \quad (5.2)$$

где k – некоторый коэффициент пропорциональности.

Интегрируя это уравнение, получим решение относительно текущего значения массы кристалла $(m - M)$ при начальном условии $M = 0$, при $t = 0$:

$$m - M = me^{-t/\tau} \quad (5.3)$$

где τ – постоянная времени релаксации, определяемая скоростью растворения.

Подставив (5.3) в (5.1) и разделив переменные, получим следующее уравнение динамики изменения общего количества актов АЭ по мере растворения кристалла соли:

$$N_a = Km(1 - e^{-t/\tau}), \quad (5.4)$$

где N_a – суммарное количество актов АЭ к данному моменту времени t ; K – некоторый коэффициент, зависящий от чувствительности АЭ-аппаратуры и методики регистрации акустических сигналов; m – масса кристалла в начальный момент времени; τ – постоянная времени релаксации процесса растворения, определяемая по данным эмиссии на рис. 43.

Используя уравнение (5.4), можно рассчитать суммарное количество актов АЭ в любой момент времени для данной массы

кристалла. На рис. 44 непрерывной кривой показан теоретический вид зависимости (5.4), а экспериментальные данные представлены микротреугольниками.

Наблюдается очень хорошее (с точностью лучше 3–5 %) соответствие кривой (5.4) экспериментальным данным для NaCl, а также полученным нами ранее данным АЭ-исследований растворения кристаллов NiSO₄. Это позволяет предложить использовать формулу (5.4) для экспериментальной оценки динамики процесса растворения кристаллов по данным АЭ-измерений.

Например, предварительно определив по данным АЭ-экспериментов конкретные значения K и τ , можно затем по регистрируемым значениям N_a экспериментально оценить скорость растворения и массу оставшегося вещества. Конкретные значения постоянной времени растворения τ можно определить по падению значений графика зависимости dN_a/dt в e раз (точка A на рис. 44). Определив τ и подставив в (5.4) экспериментальные значения N_a в моменты времени $t \geq 3-5\tau$, а также исходное значение начальной массы вещества m , из формулы (5.4) легко получить конкретное значение коэффициента K .

Описанные выше результаты получены при комнатной температуре. АЭ-исследования растворения NaCl в диапазоне температур показали [5], что постоянная времени релаксации достаточно сла-

Изменение постоянной времени релаксации τ в зависимости от температуры воды

Температура воды T (°C)	Постоянная времени релаксации τ (с)
12,4	32
22,4	30
43,4	27

бно данным таблицы. То есть чем выше температура воды, тем меньше постоянная времени релаксации и тем выше скорость растворения кристаллов, что полностью подтверждается всей физхимией процесса растворения ионных соединений. Повышение температуры раствора приводит к увеличению

скорости диффузии сольватированных частиц в толщу воды и, соответственно, к снижению продолжительности периода растворения.

Более подробное выявление физико-химической природы зависимости параметров АЭ от температуры в процессах растворения ионных кристаллов выходит за рамки данных исследований и может быть объяснено в рамках известной из химии формулы Аррениуса.

Интересные результаты получены также и в процессе амплитудного анализа сигналов АЭ (рис. 45). Известно, что амплитуда АЭ u_{ae} связана с энергией излучения E_{ae} . Здесь и далее под u понимается максимальная (пиковая u_0) амплитуда огибающей импульса АЭ.

Энергия излучения E_{ae} пропорциональна квадрату амплитуды u_{ae}^2 и пропорциональна площади источника излучения, которая обычно пропорциональна квадрату среднего линейного размера микроисточника.

Анализ вида этого распределения показывает, что нормированная на единичную вероятность суммы всех событий плотность амплитудного распределения $w_n(u/u_t)$ хорошо описывается полученной для твердых тел в параграфе 3.1 степенной зависимостью: $w_n(u/u_t) = (m - 1)(u/u_t)^{-m}$, где u – амплитуда импульса АЭ; u_t – порог дискриминации (уровень отсечки шумов).

Степенной вид амплитудного распределения АЭ позволяет предположить и аналогичный вид распределения по линейным размерам микрообластей растворения исследуемых кристаллов (по крайней мере, начиная со 2-й минуты растворения).

В области больших (60 дБ и более) амплитуд наблюдается некоторое отклонение $w(u)$ от степенной зависимости. Вероятно, это связано с конечным количеством реальных микроисточников АЭ [41; 137].

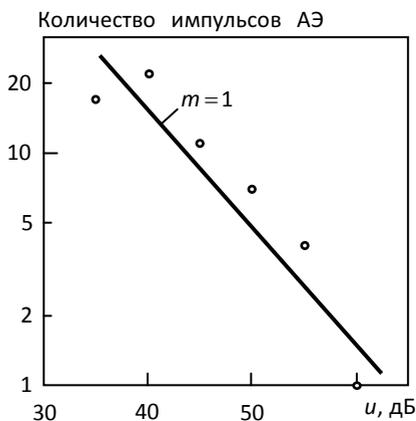


Рис. 45. Амплитудное распределение сигналов АЭ в процессе растворения в воде кристалла NiSO_4 (со 2-й по 8-ю минуту)

Таким образом, причиной регистрируемой АЭ при растворении (расплавлении), а также при гомогенных химических реакциях жидких реагентов может являться механизм «биений» [73].

Очевидно, что физико-химический механизм АЭ в этом случае обусловлен дискретностью процесса растворения, при котором в случае растворения ионного соединения (например, кристаллы NaCl) в полярном растворителе (вода) главную роль играет диэлектрическая проницаемость растворителя и процесс растворения происходит на уровне отдельных ионов. В ряде случаев может проявляться и структурированность жидкости. Так, наличие супранадмолекулярных комплексов воды, обнаруженных с помощью оптических методов, может приводить к генерации акустических волн на уровне колебаний не отдельных молекул, а кластеров, включающих в себя до 10^9 молекул.

Итак, данные проведенных экспериментов показывают, что метод акустической эмиссии может быть с успехом применен для количественного исследования динамики физико-химических процессов растворения ионных соединений в жидкой среде. Эти результаты могут быть использованы при диагностике физико-химических процессов в жидких средах, а также при контроле и диагностике динамики процессов растворения и кристаллизации в печах по выращиванию монокристаллов.

5.2. Акустико-эмиссионная диагностика кинетики процессов кристаллизации веществ

В данном параграфе описаны полученные нами результаты по изучению особенностей АЭ в процессе кристаллизации. Упрощенная схема использованной установки показана на рис. 41 и была аналогична описанной в предыдущем разделе.

Процесс кристаллизации веществ связан с существенной перестройкой их структуры, что, естественно, должно сопровождаться акустическим излучением регистрируемого уровня. На-

пример, нами обнаружено, что в процессе кристаллизации льда действительно излучаются импульсы АЭ, по форме и параметрам аналогичные импульсам эмиссии в процессе деструкции твердых тел [73]. На рис. 14 приведены гистограммы распределения временных интервалов между актами АЭ в процессе кристаллизации льда. Видно, что это распределение хорошо группируется вокруг экспоненты, соответствующей плотности временных интервалов между событиями пуассоновского потока интенсивностью \dot{N}_a . У такого потока вероятность $P_r(\Delta t)$ появления r актов в интервале времени Δt подчиняется распределению (параграф 2.1):

$$P_r(\Delta t) = [(\dot{N}_a \Delta t)^r / r!] \exp(-\dot{N}_a \Delta t).$$

Таким образом, и в исследованиях процессов кристаллизации могут быть применены методы и количественные результаты исследования параметров процессов структурных преобразований по сигналам АЭ, полученные нами с использованием пуассоновской модели в параграфе 2.1.

На примере кристаллизации $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ изучим более подробно механизм излучения и связь параметров сопутствующей АЭ с кинетикой процесса кристаллизации [102]. Исследование кинетики протекания жидкофазных химических реакций традиционными методами имеет ряд ограничений и требует достаточно сложного аппаратного обеспечения. В то же время целый ряд физико-химических процессов в жидкостях приводит к образованию новой фазы, что может быть с успехом зарегистрировано методом АЭ. При этом существенно, что метод АЭ в принципе позволяет оценивать кинетику различных процессов структурных преобразований в конденсированных и жидких средах непосредственно в реальном времени их протекания.

По результатам экспериментов с кристаллизацией $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ (обычный гипс) нами предложен следующий механизм АЭ-излучения. Вяжущие материалы твердеют вследствие возникновения частиц новых гидратированных фаз (кристаллогидратов), которые срастаются друг с другом с образованием различных типов структур, процесс образования которых (как любые акты

структурных изменений) сопровождается излучением упругих импульсов. Химизм твердения гипса заключается в переходе полуводного сульфата кальция при затворении его водой в двухводный:



При смешивании с водой полуводный гипс растворяется до образования насыщенного раствора и тут же гидратируется, образуя двугидрат, по отношению к которому раствор оказывается пересыщенным. Кристаллы двухводного гипса выпадают в осадок, а полуводный вновь начинает растворяться и т. д. В дальнейшем процесс может идти по пути непосредственной гидратации гипса в твердой фазе.

При кристаллизации осуществляется фазовый переход вещества в кристаллическое соединение с меньшей энергией. Избыточная энергия выделяется в виде скрытой теплоты. Выделение этой латентной энергии кристаллизации ведет к нагреванию раствора на границе с растущим кристаллом. Конечной стадией твердения, заканчивающегося через 1–2 ч, является образование кристаллического сростка из достаточно крупных кристаллов двухводного гипса.

Несмотря на малое значение образующегося градиента температуры, он неминуемо должен вызывать генерацию волн плотности как в пересыщенном маточном растворе, так и в кристаллах, а вследствие теплообмена этот градиент температуры будет распространяться по всему реакционному объему в виде волн АЭ. Параметры АЭ, экспериментально зарегистрированной нами в ходе реализации процесса (5.5), приведены на рис. 46, а временная термограмма раствора – на рис. 47.

Представленные на рис. 47 данные по изменению температуры реакционного объема свидетельствуют, что наиболее интенсивно процесс выделения латентной энергии кристаллизации идет в достаточно узком временном интервале: от 20 до 30 мин. Именно в этот период регистрируется и наиболее интенсивная АЭ (см. рис. 46). Дальнейшее состояние формирующегося гипсового монолита, как известно, характеризуется ростом кристаллов образующейся новой фазы (рис. 48а).

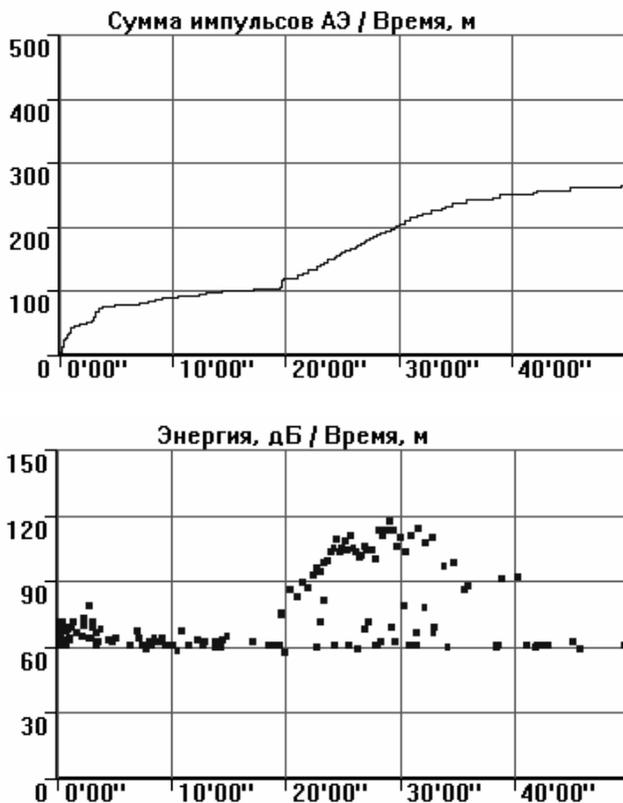


Рис. 46. Динамика параметров АЭ в процессе кристаллизации $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ (скриншоты с экрана A-Line 32D)

Так как растворимость полугидрата в воде в пересчете на CaSO_4 составляет около 8 г/л, а двугидрата – 2 г/л, то раствор становится пересыщенным по отношению к двугидрату. Вследствие этого в жидкой фазе возникают условия для образования зародышей кристаллов двугидрата и выпадения их из раствора. Это, в свою очередь, вызывает уменьшение концентрации полугидрата в жидкой фазе и создает условия для растворения новых порций вещества с образованием пересыщенного раствора $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. Кристаллы двугидрата растут, переплетаются, срастаются, обу-

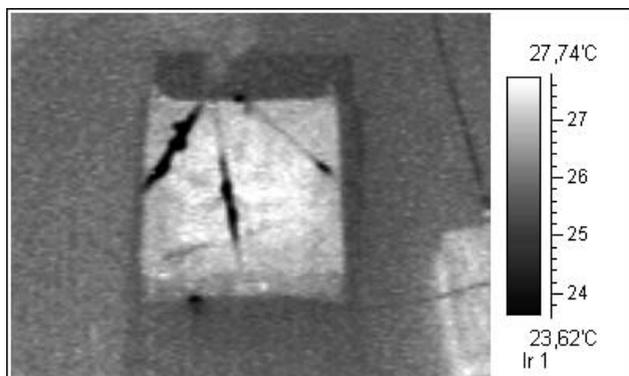
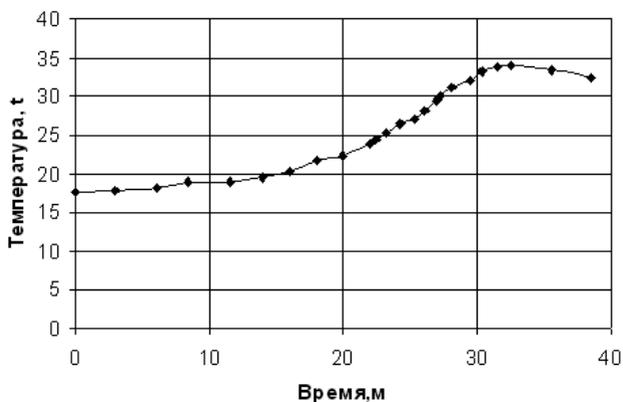


Рис. 47. Изменение температуры и термограмма раствора $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ на начальной стадии (28-я минута эксперимента)

словливая схватывание и твердение смеси. И каждый такой дискретный (на микроуровне) акт роста кристаллов сопровождается генерацией ультразвукового импульса АЭ.

При этом прочность затвердевшего вяжущего по мере высыхания значительно возрастает, что объясняется уже не дальнейшими процессами гидратации, а удалением воды. Из водного раствора выделяется двугидрат, способствующий упрочению контактов между кристаллическими сростками. При полном высыхании рост прочности прекращается. Эта стадия характеризуется экспонен-

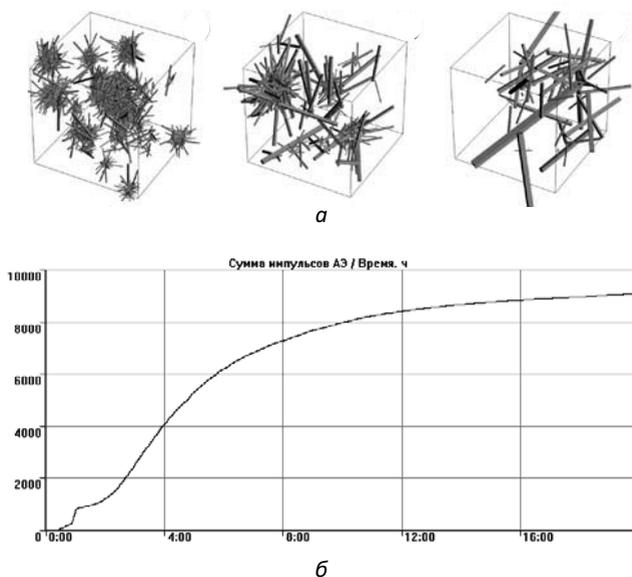


Рис. 48. Стадии роста кристаллов $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ по данным [198] (а) и сумма потока импульсов акустической эмиссии в процессе твердения гипсовой смеси (б) (скриншот с экрана A-Line 32D)

циальным снижением скорости процесса, что хорошо подтверждается данными АЭ-анализа суммарного количества импульсов АЭ N_Σ на рис. 47б.

Эксперименты показывают, что данные на рис. 48б хорошо описываются в рамках соотношения (5.4), ранее полученного нами в качестве уравнения динамики изменения общего количества актов АЭ в рамках экспоненциальной релаксационной модели [8]:

$$N_a = Km(1 - e^{-t/\tau}), \quad (5.6)$$

где $N_a \approx N_\Sigma$ – суммарное количество импульсов (актов) АЭ к данному моменту времени t ; K – некоторый коэффициент, зависящий от чувствительности АЭ-аппаратуры и методики регистрации акустических сигналов; m – масса кристалла; τ – постоянная времени релаксации процесса, определяемая по данным эмиссии.

Используя уравнение (5.6), можно рассчитать суммарное количество актов АЭ в любой момент времени для данной массы кристаллов. Хорошее соответствие кривой на рис. 48б уравнению (5.6) позволяет предложить использовать формулу (5.6) и для экспериментальной оценки динамики процесса кристаллизации $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ по данным АЭ-измерений. Установлено, что процесс выделения латентной энергии кристаллизации наиболее интенсивно идет в достаточно узком временном интервале (20–30 мин.), совпадающем с регистрацией и наиболее интенсивной АЭ.

Таким образом, метод АЭ позволяет оценить кинетику процесса роста кристаллов дигидрата сульфата кальция и предложить принципиально новый дистанционный метод определения начала, окончания и всей динамики процесса затвердевания гипсового или цементного раствора в реальном времени по параметрам сопутствующего ультразвукового излучения, что имеет важное значение в строительной промышленности.

5.3. Акустико-эмиссионный мониторинг капиллярного движения жидкости в процессах пропитки пористых сред

В этом параграфе описаны результаты по изучению особенностей АЭ в процессе капиллярного движения жидкости в пористых средах и выяснению механизмов сопутствующего акустического излучения [82; 186].

До сих пор экспериментальные исследования динамики движения жидкостей по капиллярам проводились в основном оптическими методами с использованием прозрачных материалов [88]. Теоретическим обоснованием возможности и перспективности использования метода АЭ для определения динамики капиллярного движения жидкости может служить известный эффект «прыжков Хейнса». Физическая природа прыжков Хейнса заключается в следующем. При объемном капиллярном течении в гофрированном

капилляре мениск вынужден периодически растягиваться и сжиматься соответственно в расширениях и сужениях капилляра. Внедрение в пористый объект жидкости порождает растущий перколяционный кластер, расширение которого происходит нерегулярными скачками, связанными с заполнением карманов пор с большим радиусом (по сравнению с радиусом узкого горлышка, соединяющего карман с кластером). При этом мениск принимает форму, далекую от равновесной. Такие места мениск проходит очень быстро. Это явление и получило название «прыжки Хейнса». Оно обусловлено флуктуацией давления в жидкости при пропитке и дренаже, сопровождается соответствующей диссипацией энергии, а следовательно, должно сопровождаться и акустическим излучением регистрируемого уровня.

Схема эксперимента показана на рис. 49. Керамический образец (в нашем случае алюмооксидный носитель Al_2O_3) подвешивался в жидкости таким образом, чтобы кромка образца соприкасалась с уровнем жидкости, обеспечивая капиллярную пропитку. В процессе пропитки индуцируемые волны АЭ достигали стенок емкости и воспринимались чувствительным пьезодатчиком. Принятые датчиком сигналы АЭ усиливались предусилителем и далее по кабелю подавались на вход цифрового измерительного

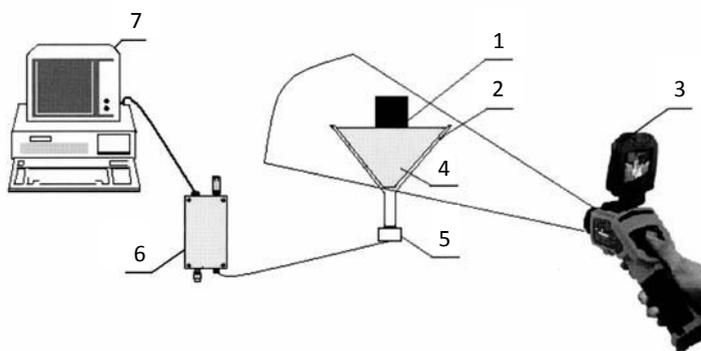


Рис. 49. Структурная схема установки: 1 – исследуемый образец; 2 – конический сосуд; 3 – тепловизор; 4 – жидкость; 5 – датчик АЭ; 6 – предусилитель; 7 – цифровой АЭ-диагностический комплекс A-Line 32D

комплекса A-Line 32D фирмы «Интерюнис». До и после пропитки образец взвешивался на точных весах. Температура раствора и образца контролировалась с помощью тепловизора.

В ходе экспериментов регистрировались энергия E_a сигналов АЭ относительно некоторого порогового уровня, активность (количество в единицу времени) \dot{N}_a и сумма протектированных импульсов АЭ N_a .

Результаты одного из экспериментов приведены на рис. 50. Видно, что параметры сигналов АЭ в процессе капиллярного движения жидкости в пористой среде экспоненциально затухают во времени.

Рассмотрим более подробно динамику изменения интенсивности потока (т. е. количества в единицу времени) актов АЭ $\dot{N}_a = dN_a / dt$ и суммарного количества актов АЭ N_a во времени. Учитывая, что в описываемых экспериментах коэффициент искажения и перекрытия сигналов АЭ (2.15) был много меньше единицы, количественная оценка интенсивности потока актов АЭ \dot{N}_a определялась непосредственно по измерению активности \dot{N}_a (интенсивности потока протектированных радиоимпульсов АЭ [1]) без использования процедуры восстановления (т. е. считалось, что $\dot{N}_a \approx \dot{N}_d$ и $N_a \approx N_d$).

Статистическая обработка результатов показала, что регистрируемая интенсивность потока актов АЭ действительно падает по экспоненте, а суммарное количество актов АЭ хорошо описывается в рамках модели экспоненциально затухающего процесса аналогичного рассмотренному нами ранее:

$$N_a = Km(1 - e^{-t/\tau}), \quad (5.7)$$

где N_a – суммарное количество актов АЭ к данному моменту времени t ; K – некоторый коэффициент, зависящий от чувствительности АЭ-аппаратуры и методики регистрации акустических сигналов; m – суммарная масса поглощенной жидкости к окончанию процесса капиллярной пропитки; τ – постоянная времени релаксации процесса пропитки, определяемая по данным эмиссии на рис. 50б.

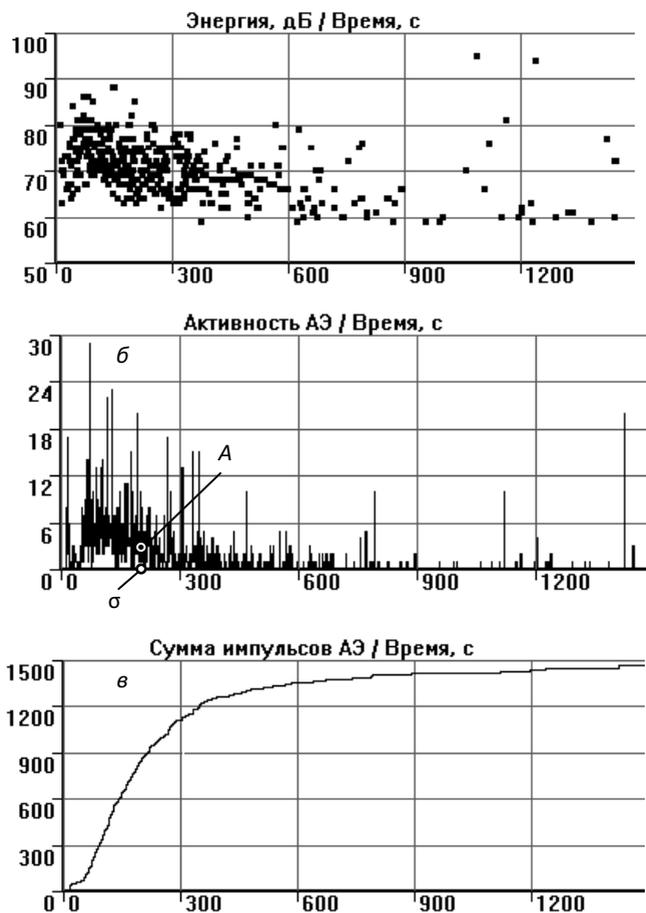


Рис. 50. Динамика изменения параметров АЭ во времени в процессе пропитки пористого образца Al_2O_3 (скриншоты с экрана A-Line 32D)

Используя уравнение (5.7), можно рассчитать суммарное количество актов АЭ либо массу поглощенной жидкости в любой момент времени. К сожалению, по причине непрозрачности исследуемых образцов непосредственно оценить динамику изменения высоты поднятия жидкости в процессе их пропитки в данных экс-

периментах не представлялось возможным. Попробуем оценить эту динамику косвенно, используя экспериментальные результаты работы [143]. В этой работе приведены данные по измерению скорости и высоты капиллярного поднятия 95%-ного спирта по стеклянным капиллярам различного диаметра.

Статистическая обработка результатов [143] показала, что динамика изменения высоты подъема жидкости h с точностью лучше 5 % описывается соотношением: $h = h_{\max}(1 - e^{-t/\tau})$, представляющим частный случай формулы (5.7). Здесь h_{\max} – установившийся (максимальный) уровень подъема жидкости. Применимость формулы (5.7) к оценке высоты поднятия жидкости (глубины пропитки) следует также и из того факта, что при неизменной плотности жидкости и неизменной средней площади сечения капилляра или образца динамика изменения высоты поднятия жидкости должна в точности повторять динамику изменения самой массы жидкости.

Это позволяет предложить использовать формулу (5.7) для экспериментальной оценки динамики процесса пропитки и капиллярного поднятия жидкости по данным АЭ-измерений. Например, предварительно определив по данным АЭ-экспериментов конкретные значения K и τ , можно затем по регистрируемым значениям N_a экспериментально оценить массу m (полноту пропитки) поглощенной жидкости и высоту поднятия h (глубину пропитки) в любой момент времени t .

Конкретные значения постоянной времени пропитки τ можно определить по падению значений графика зависимости dN_a/dt в e раз (точка А на рис. 50б). Значение τ можно также оценить непосредственно по данным рис. 50в в ходе аппроксимации (например, методом наименьших квадратов) экспериментальных значений N_a соотношением (5.7). Определив τ и подставив в (5.7) экспериментальные значения N_a в моменты времени $t \geq 3-5\tau$, а также конечную массу поглощенной жидкости m , из формулы (5.7) легко получить конкретное значение коэффициента K .

Аналогично, подставив в (5.7) экспериментальные значения N_a в моменты времени $t \geq 3-5\tau$, а также h_{\max} вместо m , из формулы (5.7) легко получить другое конкретное значение коэффициента

K для оценки динамики капиллярного поднятия жидкости (глубины пропитки) по данным АЭ-измерений.

Описанные выше результаты получены при комнатной температуре. Дальнейшие АЭ-исследования процесса капиллярной пропитки в диапазоне температур показали, что при повышении температуры раствора до 40–50 °С суммарное количество актов АЭ N_a и значение постоянной времени релаксации процесса пропитки τ падают приблизительно в два раза. Причина этого, скорее всего, в физике процесса: при более высокой температуре смачиваемость поверхности жидкостью становится выше, скорость пропитки увеличивается, а ее неравномерность (суммарное количество «прыжков Хейнса») уменьшается.

Итак, данные проведенных экспериментов показывают, что метод акустической эмиссии может быть с успехом применен для количественного исследования динамики капиллярного движения жидкости в процессах пропитки. Это позволяет предложить новый метод неразрушающего контроля глубины и полноты пропитки материалов по параметрам сопутствующего акустического излучения.

Глава 6. ПРИМЕРЫ ПРАКТИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДА АКУСТИКО- ЭМИССИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ

6.1. Акустико-эмиссионная диагностика состояния Царь-колокола

Акустико-эмиссионная диагностика крупногабаритных изделий и объектов ответственного назначения имеет свои особенности. Как известно, необходимым условием высокой достоверности результатов АЭ-метода контроля и диагностики является получение предварительной информации об особенностях АЭ-излучения на разных стадиях дефектообразования вплоть до разрушения контролируемого изделия.

Естественно, ответственные крупногабаритные изделия никто не разрешит доводить до разрушения, и для выяснения особенностей параметров АЭ-излучения приходится проводить необходимые эксперименты на модельных образцах данного материала с последующим переносом результатов на само диагностируемое изделие.

Покажем некоторые особенности такой диагностики на примере проведенной нами АЭ-диагностики трещин Царь-колокола [24; 67; 153].

Более 270 лет назад, еще в мае 1737 г., при пожаре в Московском Кремле сильно пострадал знаменитый Царь-колокол, незадолго до этого отлитый русскими мастерами отцом и сыном Моториными. Пожар заливали водой, вследствие чего раскалив-

шийся, самый крупный в мире 200-тонный колокол получил многочисленные трещины. Поврежденный колокол не стали устанавливать на колокольню, а оставили прямо в земле до 1836 г., когда он под руководством архитектора О. Монферрана (автор проекта и строитель Исаакиевского собора в Петербурге) был поднят из ямы и в качестве национальной реликвии установлен на восьмигранном каменном постаменте (рис. 51). Уже при поднятии Царь-колокола подтвердилось его аварийное состояние, и от него отвалился 11,5-тонный «кусочек», который до сих пор стоит рядом с колоколом.



Рис. 51. Царь-колокол на территории Московского Кремля

Более ста пятидесяти лет после установки на постамент состояние колокола не вызывало никакого беспокойства. Однако проведенное в конце прошлого века обследование обнаружило повреждения постамента – вероятно, по причине некоторого проседания грунта. Это могло привести к деформации и последующему разрушению Царь-колокола вследствие роста имеющихся в нем трещин. Каково его нынешнее состояние? Грозит ли ему катастрофическое разрушение?

Для оценки реального состояния колокола было решено применить метод АЭ-диагностики и привлечь нас к проведению этих работ. Диагностика колокола проводилась совместно с сотрудниками Военной академии имени Ф. Э. Дзержинского (ныне Академия ракетных войск стратегического назначения имени Петра Великого).

Диагностика состояния Царь-колокола осуществлялась в два этапа с помощью привезенного нами из Ростова-на-Дону аппаратного АЭ-комплекса собственной разработки АП-51Э.

На первом этапе на модельных образцах определялись особенности кинетики деформации и разрушения, а также исследовались параметры АЭ-излучения материала колокола на разных стадиях деформации. Эта часть экспериментов проводилась на территории Академии имени Дзержинского. Для их осуществления на одном из машиностроительных предприятий г. Жданова были изготовлены специальные крупногабаритные (толщиной более 10 см и массой порядка 100 кг) плоские образцы для внецентренного растяжения из бронзового сплава, идентичного материалу колокола.

Форма, размеры и параметры АЭ одного из модельных образцов при его нагружении до разрушения показаны на рис. 52 и 53.

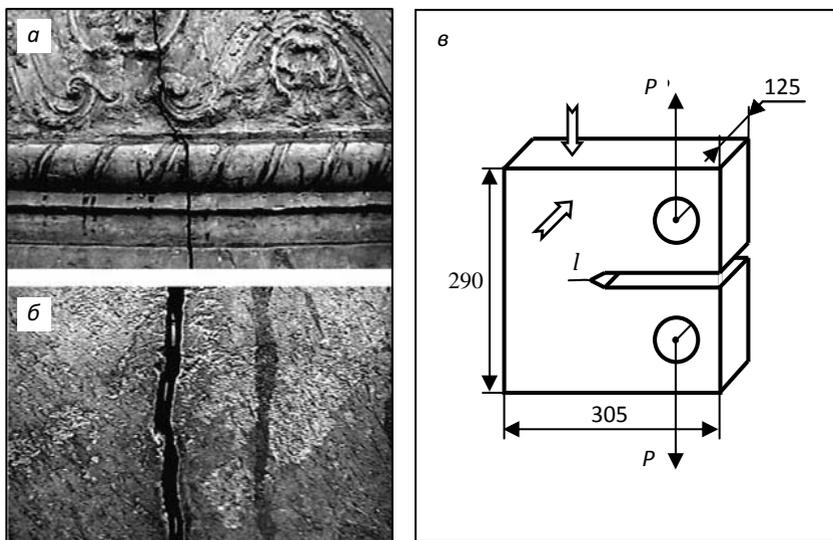


Рис. 52. Трещины в Царь-колоколе (а, б) и модельный образец материала Царь-колокола (в); материал – сплав: Cu – 82 %, Sn – 17,2 %.

P – приложенная нагрузка; l – растущая трещина.

Стрелками показаны места установки датчиков АЭ

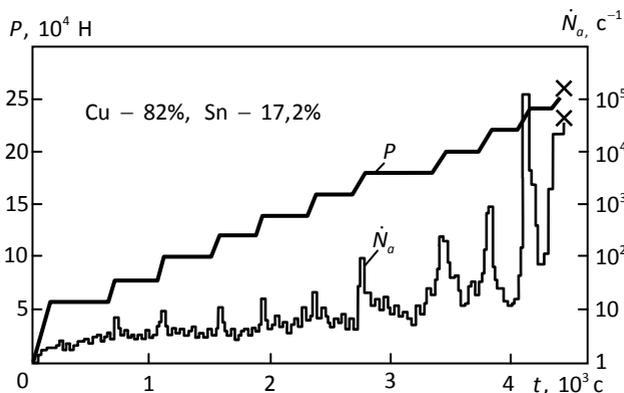


Рис. 53. Интенсивность потока актов АЭ при внецентренном ступенчатом растяжении модельного образца материала Царь-колокола. Крестиками показан момент разрушения

На втором этапе выполнялись работы по акустической калибровке, оптимизации расположения датчиков и диагностике самого Царь-колокола уже на территории Кремля (рис. 54–56).

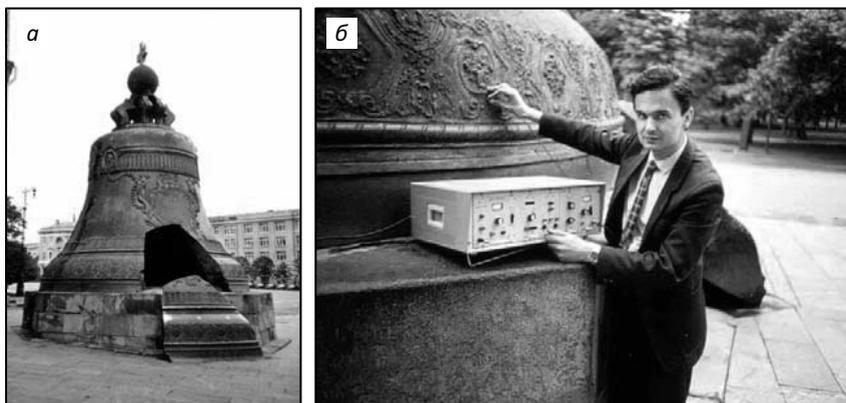


Рис. 54. Царь-колокол перед АЭ-диагностикой (а); автор проводит акустическую калибровку трещин Царь-колокола (б)



Рис. 55. Работы «под колоколом»: зачистка поверхности, наклейка тензометрических и АЭ-датчиков

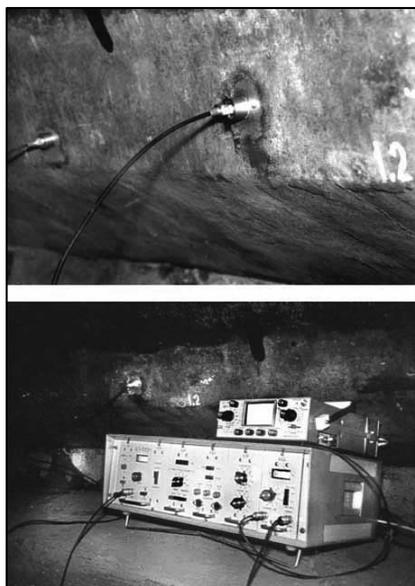


Рис. 56. Диагностика Царь-колокола: датчики АЭ (вверху) и приборный комплекс АП-51Э (внизу)

Работы непосредственно на колоколе мы начали с выбора наиболее оптимального расположения приемных датчиков АЭ на его внутренней поверхности. Для проведения этих мероприятий приборный комплекс АП-51Э перед поездкой в Москву был модернизирован путем доработки и расширения возможностей блока калибратора (имитатора АЭ). Это позволило более точно имитировать амплитудно-временные параметры реальных сигналов АЭ материала колокола. Сигналы от имитатора АЭ с помощью особого преобразователя вводились в вершины обнаруженных трещин колокола, и подбиралось такое расположение приемных датчиков АЭ, которое обеспечивало максимальную чувствительность при любом местоположении источников эмиссии (дефектов).

Эксперименты показали невозможность использования жидких контактных слоев из-за сильного затухания продольной со-

ставляющей АЭ-волны в стенке колокола. Это было вызвано крупнозернистой структурой материала колокола вследствие длительного (месяцы) остывания после отливки. Вместе с тем жесткая приклейка приемных датчиков и работа на других модах колебаний АЭ-сигнала позволили обеспечить надежную диагностику поверхности всего колокола несколькими датчиками.

После калибровки колокола имитатор был отключен и производилась собственно АЭ-диагностика Царь-колокола, т. е. его «прослушивание» на наличие растущих трещин.

Оказалось, что в колоколе имеется большое количество трещин, в том числе около 10 крупных (длиной до полутора метров) и сквозных (рис. 52а, б). Однако растущих трещин за время проведения экспериментов обнаружено нами не было. Таким образом, было установлено, что состояние Царь-колокола удовлетворительное и в ближайшее время катастрофическое разрушение ему не грозит (хотя находиться внутри колокола, зная о наличии в его стенках такого количества трещин, не очень приятно).

Нам было предложено в будущем разработать и изготовить диагностический комплекс для непрерывного контроля прочности колокола. Предполагалось сделать многоканальную АЭ-систему с установкой отдельного датчика у вершины каждой из крупных трещин. Было выделено небольшое финансирование, однако сразу приступить к работе мы не смогли – еще требовалось согласовать много разных вопросов. Например, надо было доказать, что наша постоянно работающая система, прослушивающая колокол, будет не в состоянии прослушивать еще что-нибудь «неположенное» вокруг и т. д. Обсуждение и согласование этих вопросов затянулось. Вскоре распался Советский Союз, и всем стало не до колокола...

Каждый раз, приезжая в Москву, я теперь обязательно навещаю Царь-колокол. Судя по некоторым внешним признакам, его деформация все-таки продолжается. При неблагоприятном стечении обстоятельств это может привести к разрушению Царь-колокола вследствие роста имеющихся в нем трещин.

Настораживает также и «традиция» заталкивания в трещины колокола металлических монет (см. рис. 52б). И если раньше

мелкие монеты имели близкий материалу колокола состав, то нынешние изготовлены совсем из других металлов, что при наличии влаги может вызывать заметную электрохимическую коррозию материала внутри трещин.

Полагаю, через несколько лет Царь-колокол опять будет нуждаться в проведении АЭ-диагностики его состояния.

6.2. Акустико-эмиссионная диагностика теплозащиты первого отечественного космического самолета «Буран»

Самым уязвимым элементом многоразовых космических кораблей является их теплозащита. Трагическим подтверждением этого стала гибель в 2003 г. вследствие повреждения теплозащиты нижней части левого крыла первого американского многоразового космического челнока «Колумбия» вместе со всеми семью членами его экипажа.

Как известно, в нашей стране тоже был создан и совершил успешный полет в космос аналогичный отечественный многоразовый транспортный орбитальный космический корабль «Буран» (рис. 57).

Руководство НПО «Молния», строившего «Буран», пригласило нас к участию в совместных работах по разработке методов и средств



Рис. 57. Система «Энергия-Буран» на старте. Фото с автографом Главного конструктора «Бурана» Глеба Евгеньевича Лозино-Лозинского

АЭ-диагностики прочности элементов его теплозащиты [28; 67; 165].

Дело в том, что к надежности плиток теплозащиты предъявляются чрезвычайно жесткие требования, и метод АЭ предполагалось использовать в дополнение к другим известным методам для еще большего повышения достоверности результатов их контроля и диагностики.

Обеспечение надежной теплозащиты было очень серьезной задачей. При входе космического самолета в плотные слои атмосферы в процессе возвращения на Землю его скорость лишь немного ниже первой космической, т. е. в 10–20 раз превышает скорость полета пули, вследствие чего при торможении многие элементы конструкции нагреваются до нескольких тысяч градусов.

Для решения этой проблемы вся поверхность «Бурана» (так же как и всех американских челноков) была покрыта теплозащитой из многих тысяч плиток на основе очень легких теплоизоляционных материалов. Например, наиболее нагревающаяся в полете нижняя часть погибшей «Колумбии» была покрыта теплозащитой HRSJ на основе кварцевых волокон в виде черных квадратных плиток размером порядка пятнадцати и толщиной до шести сантиметров. Аналогичной теплозащитой из белых плиток толщиной до трех сантиметров покрывается и вся верхняя часть многоразовых кораблей.

Плитки теплозащиты через слой материала, по свойствам близкого к обычному войлоку (у американцев этот материал называется «тонех»), приклеиваются к обшивке космического корабля.

Таким образом, получается достаточно капризный, очень неудобный для контроля и диагностики «слоеный пирог», к качеству и надежности склейки которого предъявляются чрезвычайно жесткие требования, а общее количество приклеиваемых плиток достигало у Колумбии почти двадцати, а на Буране – сорока тысяч штук!

Разрушение в полете нескольких близко расположенных плиток неминуемо должно привести к прогоранию крыла или фюзеляжа космического самолета и его катастрофическому разруше-

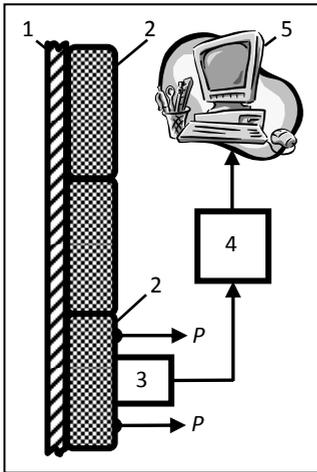


Рис. 58. АЭ диагностика прочности элементов теплозащиты космического самолета «Буран»: P – приложенная нагрузка; 1 – обшивка; 2 – теплоизоляционные плитки; 3 – датчик АЭ; 4 – АЭ-диагностический комплекс АП-71Э; 5 – ЭВМ

нию. К сожалению, именно повреждение теплозащиты и стало причиной гибели «Колумбии».

Упрощенная структурная схема разработанного нами метода АЭ-диагностики теплозащиты приведена на рис. 58. Элементы теплозащиты, например в виде приклеенных плиток, механически нагружались на отрыв с помощью приложенной нагрузки P . Материал плитки имел высокопористую структуру, вследствие чего наблюдалось существенное затухание высокочастотных составляющих сигналов АЭ. Поэтому первоначально были большие сомнения в возможности применения метода АЭ-диагностики данного материала.

Для решения этой проблемы пришлось разработать специальные высокочувствительные датчики АЭ с низкой резонансной частотой порядка 160 кГц и малощумящие узкополосные предусилители.

Прием сигналов АЭ и восстановление по ним интенсивности потока актов АЭ \dot{N}_a , соответствующей потоку актов повреждений, осуществлялись с помощью модернизированных приборов АП-51ЭМ собственной разработки [79].

За несколько лет нам удалось усовершенствовать метод и разработать макет диагностического комплекса АП-71Э [68], записи АЭ плиток которого в дальнейшем были использованы при отработке методов оценки потока повреждений по восстановленным параметрам потока актов АЭ.

В качестве примера на рис. 59 приведены результаты восстановления потока повреждений, полученные нами при нагружении одной из плиток [118]. Видно, что сигналы АЭ появляются задолго

до ее разрушения. Было обнаружено близкое к экспоненциальному закону возрастание интенсивности восстановленного потока актов АЭ, хорошо соответствующее модели экспоненциального накопления повреждений перед разрушением.

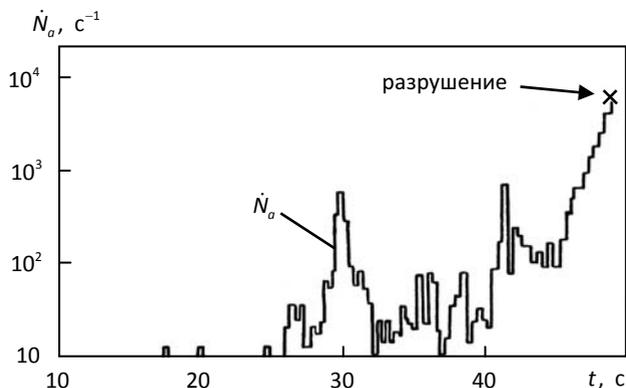


Рис. 59. Диагностика разрушения теплоизоляционной плитки по интенсивности потока актов АЭ

Несмотря на сильное затухание ультразвука в материале плитки, была доказана принципиальная возможность АЭ-диагностики ее предразрушающего состояния всего одним датчиком на плитку. Проведенный анализ результатов показал, что локальные максимумы потока актов АЭ на начальной стадии нагружения, скорее всего, связаны с возникновением новых очагов разрушения, а экспоненциальное возрастание потока актов АЭ перед разрушением – с локализацией и сменой механизма повреждения материала. Физический механизм актов АЭ перед разрушением интерпретирован в рамках модели коррелированных разрывов волокон.

Полученные в эксперименте данные позволили по сигналам АЭ с использованием методики, описанной в параграфе 2.2, количественно оценить начальную концентрацию и постоянные размножения микродефектов в материале плитки. Эта информация, необходимая для диагностики предразрушающего состоя-

ния и оценки критерия разрушения, практически не может быть получена какими-либо другими физическими методами исследований.

Насколько известно, кроме нашего института, по тематике АЭ-контроля и диагностики различных элементов конструкции «Бурана» работали и другие организации. Несмотря на серьезные проблемы (в основном связанные с низким уровнем регистрируемых сигналов АЭ), общими усилиями были разработаны методики и аппаратные средства, в принципе позволявшие осуществлять неразрушающий контроль и диагностику состояния некоторых ответственных элементов его конструкции.

6.3. Применение метода акустической эмиссии к исследованию влияния водорода на свойства материалов

С ростом технического прогресса, особенно в связи с перспективами развития ядерной, термоядерной и водородной энергетики, а также развития космической техники, проблема влияния водорода на свойства металлов и их сплавов приобретает все более актуальный характер.

Присутствие водорода в металлах и сплавах часто является одной из важнейших причин ухудшения их эксплуатационных характеристик, снижения пластичности, возникновения микро- и макротрещин. Водород (особенно газообразный) ведет себя очень коварно, и его присутствие в металлах и сплавах часто приводит к возникновению микро- и макротрещин, т. е. к появлению так называемой водородной хрупкости [89].

Несмотря на уникальную экологичность водорода в качестве топлива, это его свойство может стать настоящим проклятием для будущего водородной энергетики. Уже сейчас все двигатели внутреннего сгорания в принципе можно вместо бензина перевести на водород, однако если не принять специальных мер к умень-

шению водородного охрупчивания, то все эти автомобили через некоторое время обязательно «взлетят на воздух».

Особенно остро проблема диагностики водородной хрупкости материалов проявила себя в процессе разработки водородно-кислородных ракетных двигателей РД-0120 (рис. 60) второй ступени для центрального блока (блока «Ц») ракетно-космической системы «Энергия-Буран» [91].

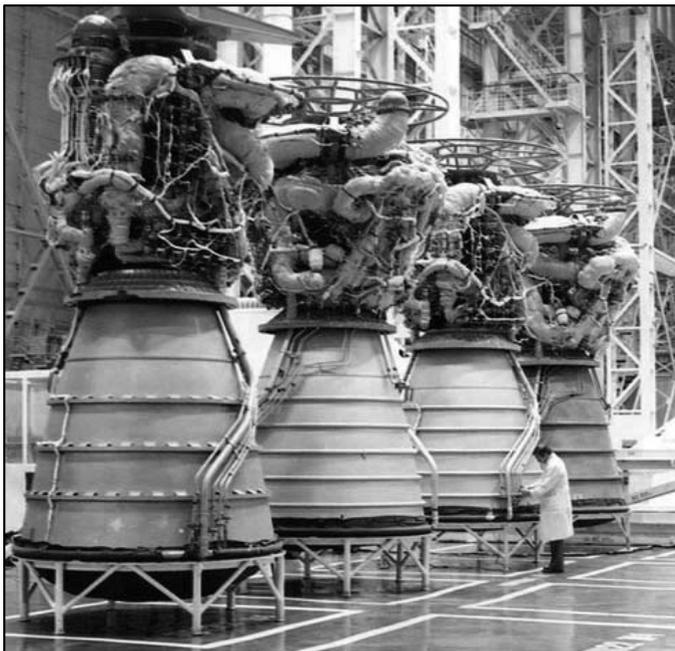


Рис. 60. Водородно-кислородные ракетные двигатели РД-0120

Эти двигатели разработки КБХА (Конструкторское бюро хим-автоматики) работают на самом эффективном кислородно-водородном топливе (горючее – жидкий при $-255\text{ }^{\circ}\text{C}$ водород, окислитель – жидкий при $-186\text{ }^{\circ}\text{C}$ кислород). Горючее и окислитель суммарной массой почти 1000 т размещались в криогенных резервуарах внутри центрального блока, что, естественно, тоже

предъявляло весьма жесткие требования к используемым для его изготовления материалам.

Конструкторами КБХА с привлечением специалистов других организаций были проведены обширные исследования работоспособности конструкционных материалов в среде водорода при низкой, комнатной и повышенных температурах, при различных уровнях давлений и скоростей деформации, которые позволили установить закономерности снижения свойств сталей и сплавов от водородного охрупчивания. Были разработаны и освоены новые материалы, работоспособные в экстремальных условиях – в водороде, кислороде и продуктах их сгорания при давлении до 700 атмосфер и температурах от -255 до $+850$ °С [91].

В этом плане было интересно выяснить возможность прогнозирования появления водородной хрупкости материалов по сигналам АЭ. Ниже приведены некоторые полученные нами совместно с сотрудниками Бюро неразрушающего контроля отдела главного металлурга КБХА и ФМИ им. Г. В. Карпенко НАН Украины результаты влияния водорода на акустико-эмиссионные характеристики высоколегированных сталей и сплавов при их электролитическом наводороживании и в среде газообразного водорода [22; 86; 152].

Механическое нагружение образцов осуществлялось посредством испытательной машины УМЭ-10ТМ и специально разработанного в ФМИ им. Г. В. Карпенко устройства, реализующего условия чистого изгиба при малоциклового усталости. Максимальная изгибная деформация составляла 1,6 %. Из испытательной камеры сигналы АЭ выводились через металлическую штангу в нагружающем устройстве. Это позволило при использовании штанги в качестве звуковода удалить приемный датчик АЭ из зоны давления и нагрева. Сигналы АЭ регистрировались и обрабатывались с помощью нашей аппаратуры АП-51Э. В ходе экспериментов исследовалась связь параметров АЭ с прочностью и долговечностью при одноосном растяжении и малоциклового усталости сталей и никелевых сплавов в процессе их электролитического и газообразного наводороживания.

Электролитический метод реализуется наиболее просто и до настоящего времени является традиционным методом наводоро-

живания. Электролитическое наводороживание образцов производилось в течение нескольких часов в растворе серной кислоты (4–26%-ная H_2SO_4 , $j = 30–100 \text{ мА/см}^2$).

Испытывались как гладкие образцы, так и с надрезом, имитирующим концентратор напряжения. У части надрезанных образцов за 5–10 с до разрушения зарегистрирована значительная АЭ, связанная с зарождением и ростом макротрещины. Наводороживание приводило к увеличению амплитуды и интенсивности потока актов АЭ, особенно перед разрушением.

Для гладких (без надреза) образцов стали 12Х18Н10Т при комнатной и более высоких температурах наблюдалась малая зависимость АЭ и механических характеристик от электролитического наводороживания. Следует отметить, что в целом электролитическое наводороживание высокопрочных нержавеющей сталей и никелевых сплавов показало при комнатной температуре достаточно слабое влияние как на механические свойства, так и на параметры сигналов АЭ.

Влияние газообразного водорода при деформировании в его среде было выражено значительно сильнее. Его влияние на параметры АЭ исследовалось в интервале давлений и температур. Проведение испытаний в среде газообразного водорода потребовало значительной модернизации нашего АЭ-комплекса АП-51Э согласно требованиям пожаро- и взрывобезопасности.

Дело в том, что мощность взрыва объема водорода, находящегося под давлением в испытательной камере по своим последствиям может достигать взрыва хорошего снаряда!

Для большей взрывобезопасности блоки комплекса АП-51Э (особенно предусилитель) были переведены на низковольтное питание, а во все приемные датчики АЭ были встроены ограничители на двух импульсных высокочастотных кремниевых диодах (VD_1 , VD_2), ограничивающих выходной сигнал u_{ae} с датчика АЭ величиной не более 0,6–1 В (рис. 61).

Необходимость введения такой защиты связана с тем, что для возможности регистрации слабых сигналов в приемных датчиках АЭ используется пьезокерамика с очень высокой чувствительно-

стью. Это при ударе по датчику (например, при разрушении исследуемого образца) либо случайном его падении приводит (при отсутствии ограничителя) к появлению на выходе датчика искры напряжением в сотни вольт.

В ходе экспериментов установлено, что при малоцикловом нагружении в среде газообразного водорода интенсивность потока актов АЭ имеет два характерных максимума: первый – на начальных циклах деформации, второй – перед разрушением. Обнаружено, что материалы, обладающие различной водородостойкостью, различаются и по АЭ.

В качестве примера на рис. 62 приведены параметры сигналов АЭ при малоцикловом нагружении никелевых сплавов с различной водородостойкостью. У сплава с низкой водородостойкостью (рис. 62б) повышение давления водорода P при комнатной температуре усиливает его влияние на прочность и сопровождается

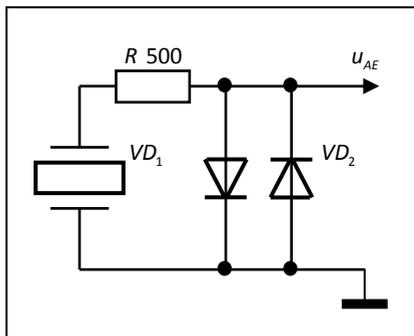


Рис. 61. Взрывобезопасный приемный датчик АЭ

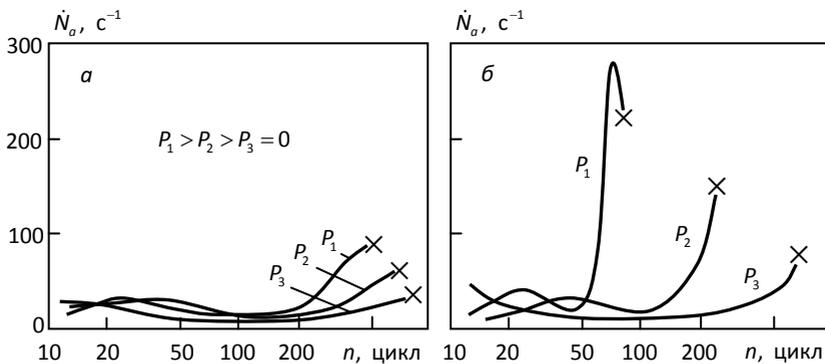


Рис. 62. Влияние давления газообразного водорода на параметры АЭ никелевого сплава с высокой (а) и низкой (б) водородостойкостью при комнатной температуре ($t = 20$ °С). Крестики – моменты разрушения

возрастанием интенсивности потока актов АЭ. Значительное повышение температуры практически восстанавливает начальную усталостную прочность. При этом интенсивность потока актов АЭ снижается, но остается выше, чем без водорода.

Анализ вида амплитудного распределения сигналов АЭ показал для всех исследованных при комнатной температуре в среде водорода образцов увеличение доли больших амплитуд АЭ перед их разрушением.

Физическая природа влияния водорода на структуру и механические свойства материалов во многом еще не ясна. Согласно молекулярно-кинетической теории водородной хрупкости вблизи различных дефектов происходит сегрегация водорода, ведущая к необратимому снижению пластичности [89]. Водород, диффундируя к границам зерен и блоков, формирует газовые прослойки, под высоким давлением которых в совокупности с внешними напряжениями происходит межкристаллитное разрушение (расклинивание) металла. Миграция водорода внутри кристаллита может как иметь чисто диффузионную природу, так и быть следствием переноса его атомов движущимися под действием приложенного напряжения дислокациями. Возникновение «водородных микротрещин» по этому механизму происходит вблизи мест скопления перед препятствиями дислокаций, движущихся в поле напряжений и увлекающих за собой водородные атмосферы.

Во многих исследованиях склонность к водородной хрупкости высокопрочных сталей с повышенным содержанием углерода объясняется образованием метана, концентрирующегося в микротрещинах.

Обнаруженное нами влияние среды водорода на параметры АЭ при механическом нагружении можно объяснить в рамках молекулярно-кинетической теории и дислокационной модели, основанной на представлениях о примесных атмосферах водорода по механизму Коттрелла. При таком подходе влияние водорода на уровне отдельного кристаллита на начальных стадиях нагружения можно трактовать как дополнительную блокировку дислокаций атомами примеси (водорода), приводящую к уменьше-

нию пластичности и, как следствие, более раннему образованию микротрещин. При дальнейшем увеличении нагрузки водородное охрупчивание возможно уже вследствие межкристаллитного расклинивания материала под давлением водорода, диффундирующего к границам зерен и блоков, а также переносимого движущимися под действием приложенного напряжения дислокациями.

Водородная хрупкость по такому механизму должна иметь место при температурах и скоростях деформации, при которых подвижность атомов и их кинетическая энергия позволяют формировать устойчивые дислокационные атмосферы. Высокая температура ухудшает условия блокировки дислокаций атомами водорода, что подавляет его влияние на прочность и АЭ, что и было установлено нами экспериментально. Наблюдаемое увеличение доли больших амплитуд АЭ перед разрушением согласно данным параграфа 3.2, скорее всего, соответствует стадиям зарождения и развития макротрещины.

Результаты наших экспериментов показали, что в случае влияния водорода на механические свойства материала можно использовать явление АЭ для оценки степени этого влияния, а также прогнозирования прочности и долговечности материалов и изделий из них.

6.4. Акустико-эмиссионная диагностика стадий фрикционного взаимодействия материалов

Метод акустической эмиссии в последнее время находит все большее применение в решении задач диагностики изделий для железнодорожного транспорта, однако пока в основном для контроля трещин в литых конструкциях и определения координат растущих дефектов [7; 55; 84].

В этом же параграфе описаны наши результаты по изучению применимости метода АЭ для целей исследования и отработки технологии трения, в частности для диагностики стадий разру-

шения принципиально нового типа антифрикционного покрытия пары «колесо – рельс» [71; 81; 116; 184; 208].

Традиционно применяемые способы лубрикации (смазки) железнодорожного пути основаны, как правило, на использовании материалов на основе углеводородов, которые оказывают отрицательное воздействие на свойства конструкции железнодорожного пути и загрязняют окружающую среду. В настоящий момент в пробной эксплуатации находится система лубрикации, основанная на создании на боковой поверхности рельса нового многослойного антифрикционного наномодифицированного покрытия, обладающего способностью блокировки сегрегационных явлений [85].

Новое покрытие состоит из подложки (силового каркаса), представляющей собой слой с высокой шероховатостью, и антифрикционного слоя из наноструктурированного полимерного композиционного материала. Нанесение антифрикционной компоненты на силовой каркас обеспечивает низкие значения коэффициента трения при относительно высокой износостойкости пары трения. Силовой каркас представляет собой нанесенный на поверхность рельса методом электроискрового легирования слой металла толщиной 100–200 мкм. В качестве антифрикционного слоя многослойного покрытия использованы композиции на основе политетрафторэтилена, наполненного наноразмерными наполнителями на основе магния, хрома, марганца.

Такое покрытие испытывается впервые, вследствие чего были применены различные методы диагностики антифрикционных свойств предлагаемых типов покрытий. Для оценки особенностей фрикционного взаимодействия пары «колесо – рельс с покрытием» нами был использован метод АЭ-диагностики. Следует отметить, что АЭ-диагностика трибосистемы «колесо – рельс» в России и странах ближнего зарубежья до сих пор в основном проводится в низкочастотном диапазоне [81]. В США и европейских странах для этих целей в последнее время все более широкое применение находит цифровой диагностический комплекс TADS (Trackside Acoustic Detection System) американской фирмы TTCI, тоже работающий в звуковом диапазоне частот.

К сожалению, низкочастотный анализ имеет свои ограничения и не позволяет проводить тонкие фундаментальные исследования взаимодействия трибосистемы «колесо – рельс», так как реальное излучение, сопутствующее деформации вершин неоднородностей и тем более таким тонким механизмам, как разрыв адгезионных связей, сосредоточено в основном в ультразвуковом диапазоне частот. АЭ-контроль и диагностика в ультразвуковом диапазоне частот до настоящего времени чаще всего применяются в задачах диагностики узлов трения ядерных энергетических установок [145].

На машине трения СМТ-1 нами исследована связь параметров АЭ в широком (30–500 кГц) диапазоне частот с особенностями фрикционного взаимодействия пары «ролик – колодка» с многослойным наноструктурированным антифрикционным покрытием. Схема экспериментов показана на рис. 63.

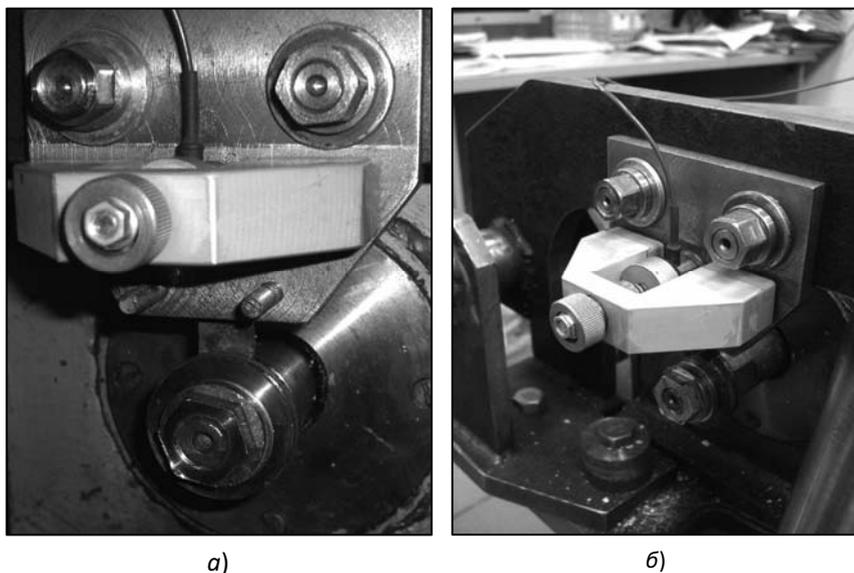


Рис. 63. Фрикционная пара «ролик – колодка» (а) и датчик АЭ с магнитным закреплением (б)

Испытываемое покрытие наносилось на вращающийся с постоянной скоростью металлический ролик диаметром до 60 мм, к которому с постоянным калиброванным усилием прижималась металлическая колодка. Приемный датчик АЭ через слой контактной жидкости с помощью «магнитной присоски» прижимался к хвостовой части колодки. Принятые датчиком сигналы АЭ усиливались предусилителем и далее по кабелю подавались на вход цифрового измерительного комплекса A-Line 32D фирмы «Интерюнис».

Форма и спектральный состав сигналов АЭ на разных стадиях фрикционного взаимодействия пары «ролик – колодка» с многослойным наномодифицированным покрытием приведены на рис. 64. Исследование структуры поверхности образцов показало, что параметры сигналов АЭ на рис. 64а соответствуют стационарной стадии взаимодействия пары, а на рис. 64б – стадии перехода от катастрофического разрушения покрытия к началу стадии трения уже без защитного покрытия.

Видно, что трение на стадии разрушения покрытия сопровождается значительным (до 100 раз и более) повышением амплитуды сигналов АЭ и появлением в спектре АЭ большого количества дискретных частот. Таким образом, становится возможной диагностика точки перехода от стадии разрушения покрытия к стадии трения без покрытия по возрастанию амплитуды и появлению большого количества дискретных частот в широком диапазоне сопутствующей АЭ.

Механизм излучения самих импульсов АЭ в процессах трения имеет междисциплинарный характер, сложную физико-химико-механическую природу, которую, по нашему мнению, можно представить следующим образом. Известно, что в процессах трения между непосредственно соприкасающимися неровностями контактирующих поверхностей образуются и разрываются адгезионные связи, коллективный разрыв которых является актом «физико-химического» взаимодействия, сопровождается излучением упругого импульса и может рассматриваться как некоторый акт АЭ. При наличии смазки молекулы смазочного материала принимают участие в адгезионном взаимодействии, однако это не меня-

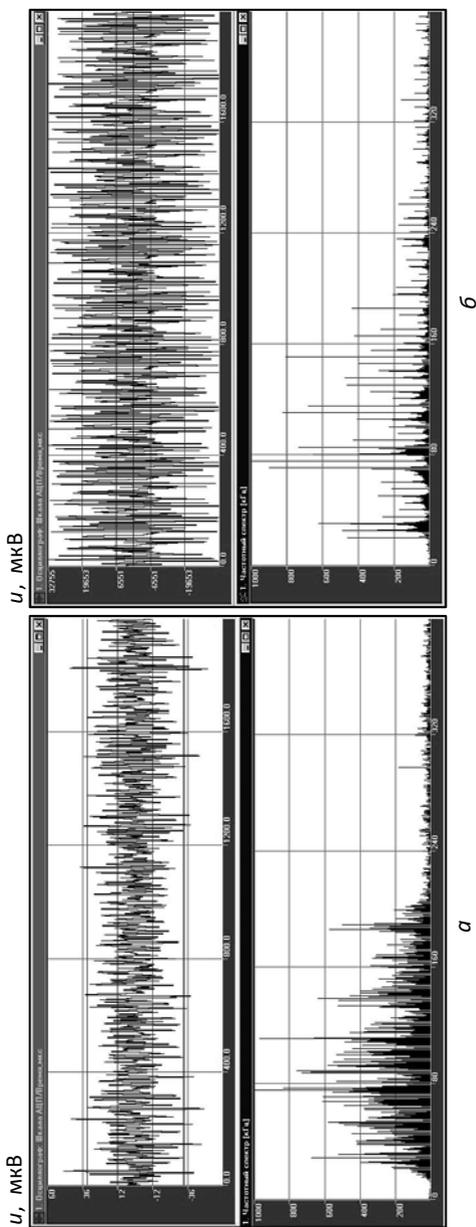


Рис. 64. Форма и спектральный состав сигналов АЭ на начальных (а) и конечных (б) стадиях фрикционного взаимодействия пары «ролик – колодка» с многослойным наномодифицированным покрытием

ет саму природу физико-химического акта АЭ. Установлено, что в ходе широкого класса физико-химических процессов действительно излучаются сигналы АЭ регистрируемого уровня, и имеются хорошие перспективы создания количественных методов оценки кинетики исследуемых процессов по параметрам сопутствующего акустического излучения (глава 5).

При отсутствии смазки следует ожидать излучения АЭ намного более высокого уровня вследствие преобладания «физико-механического» механизма АЭ в процессе деформации самого материала неровностей. Известно, что реальный контакт между металлами осуществляется только по вершинам неровностей, площадь контакта которых составляет малую часть от номинальной площади. Вследствие этого уже под влиянием малых нагрузок вершины неоднородностей деформируются, что тоже неизбежно должно приводить к излучению актов АЭ достаточно высокого уровня вследствие изменения внутренней структуры деформируемого объема материала.

Из анализа принимаемых сигналов следует, что процессы фрикционного взаимодействия сопровождаются настолько большим количеством излучаемых актов АЭ, что это приводит к почти полному перекрытию регистрируемых сигналов АЭ (см., например, рис. 64). Исследования показывают, что практически все отечественные и зарубежные АЭ-диагностические комплексы, включая и такие известные системы, как Spartan и A-Line 32D, теряют из-за перекрытия более 90 % событий АЭ при высокой интенсивности источников АЭ внутри тела (см. параграф 2.2).

Для устранения этого недостатка нами предложен и развивается междисциплинарный подход, позволяющий восстановить истинный (излученный внутри тела) поток актов АЭ по регистрируемым сигналам АЭ. Суть подхода состоит в определении требуемых характеристик исследуемого процесса по плотностям (или функциям распределения) данных параметров, общий вид которых устанавливается исходя из физической природы эффекта АЭ. При этом параметры конкретного распределения оцениваются по еще не перекрывшимся импульсам, а затем распределение экстра-

полируется и в область сильного искажения и перекрытия принимаемых сигналов эмиссии (см. параграф 2.2).

К сожалению, в процессе исследования пар трения обнаружилось настолько сильное искажение и перекрытие сигналов АЭ, что непосредственное применение такого подхода не обеспечило необходимую точность и достоверность процедуры восстановления. Вследствие этого метод пришлось модифицировать, и процедуру восстановления проводить не по интенсивности импульсов, а по интенсивности потока осциллирующих регистрируемых сигналов на поверхности исследуемой пары трения. Такая задача восстановления потока излученных актов АЭ также была нами ранее рассмотрена в параграфе 2.2. Для случая восстановления по осцилляциям получено следующее соотношение:

$$\dot{N}_a = \dot{N}/(f - \dot{N})\tau, \quad (6.1)$$

где \dot{N}_a – интенсивность (количество в единицу времени) излученного (восстановленного) внутри материала потока актов АЭ; \dot{N} – скорость счета (количество в единицу времени) осциллирующих регистрируемых сигналов АЭ [1]; f – частота заполнения сигналов АЭ (близка к резонансу датчика); τ – постоянная времени послезвучания сигнала АЭ в образце и приемном датчике.

При этом постоянная времени послезвучания τ легко оценивается по прохождению короткого калибровочного импульса (τ по определению равна длительности огибающей регистрируемого радиоимпульса АЭ на уровне падения его амплитуды в e раз).

На рис. 65 приведены совместные графики изменения коэффициента трения $f_{тр}(t)$ и восстановленной с использованием (6.1) интенсивности потока актов АЭ $\dot{N}_a(t)$ в процессе испытания многослойного антифрикционного покрытия.

Видно, что эти зависимости подобны, имеют S-образный вид и особые точки. При этом на установившейся стадии трения интенсивность потока актов АЭ сохраняет приблизительно постоянное значение, а появление нижнего перелома коэффициента трения в момент времени t_* сопровождается соответствующим нижним переломом восстановленной интенсивности потока актов АЭ.

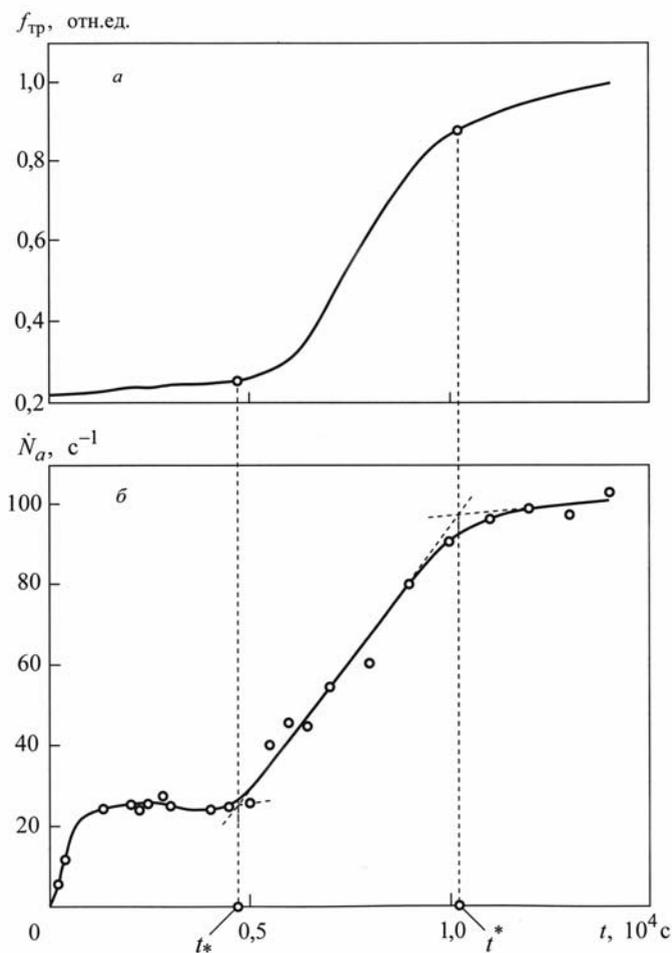


Рис. 65. График зависимости коэффициента трения (а) и восстановленной интенсивности потока сопутствующей АЭ (б) от времени испытания пары «ролик – колодка с многослойным наномодифицированным покрытием»

Интересно, что этот перелом появляется еще до появления дискретных частот в спектре АЭ. Появление же верхнего перелома интенсивности потока актов АЭ в момент времени t^* практически

совпадает с появлением аналогичного перелома коэффициента трения.

Исследование структуры поверхности трения образцов показало, что нижний перелом потока актов АЭ (при $t = t_*$) соответствует точке перехода от стационарной стадии к начальной стадии разрушения покрытия, а верхний перелом (при $t = t^*$) коррелирует с точкой перехода от катастрофического разрушения покрытия к началу стадии трения без защитного покрытия. В этой точке также наблюдается большое количество дискретных частот в спектре АЭ (см. рис. 64б).

Таким образом, появляется возможность диагностики начальной стадии предразрушающего состояния антифрикционного покрытия по обнаружению нижнего перелома восстановленного потока актов сопутствующей АЭ и диагностики самого начала стадии трения без защитного покрытия по регистрации верхнего перелома потока актов АЭ. Сильная корреляция коэффициента трения с потоком актов АЭ (см. рис. 65) в принципе должна позволить в будущем проводить экспресс-оценку коэффициента трения по данным АЭ-испытаний без прямого измерения этого коэффициента.

Подытоживая результаты данного параграфа, можно сделать следующие выводы:

- перед разрушением многослойного наномодифицированного покрытия в спектре сопутствующей АЭ регистрируется большое количество дискретных частот, что может быть использовано в качестве критерия диагностики стадии катастрофического разрушения покрытия;
- обнаруженная связь точек перехода от стационарной стадии к стадиям разрушения и трения без покрытия с амплитудой, спектром и интенсивностью восстановленного потока актов АЭ позволяет предложить новый метод диагностики многослойного наноструктурированного антифрикционного покрытия по спектральному составу, амплитуде и интенсивности потока сопутствующего акустического излучения в ультразвуковом диапазоне частот.

6.5. Аппаратурная реализация полученных результатов

Описанные в предыдущих главах методы, методики, формулы, соотношения и алгоритмы частично реализованы в разработанных нами ранее в НИИ механики и прикладной математики РГУ (сейчас Институт математики, механики и компьютерных наук им. И. И. Воровича ЮФУ) восьми акустико-эмиссионных аппаратурных комплексах. Наиболее интересные из них – цифровые диагностические комплексы АП-51Э и АП-71Э. Комплекс АП-51Э был награжден тремя медалями ВДНХ [79]. За разработку комплекса медали получили автор данной монографии и заместитель директора НИИМ и ПМ РГУ. Третью медаль получил представитель КБ химавтоматики за внедрение комплекса на своем предприятии.

Диагностический цифровой приборный комплекс состоит из базового прибора АП-51ЭМ (рис. 66) и набора регистрирующих устройств.

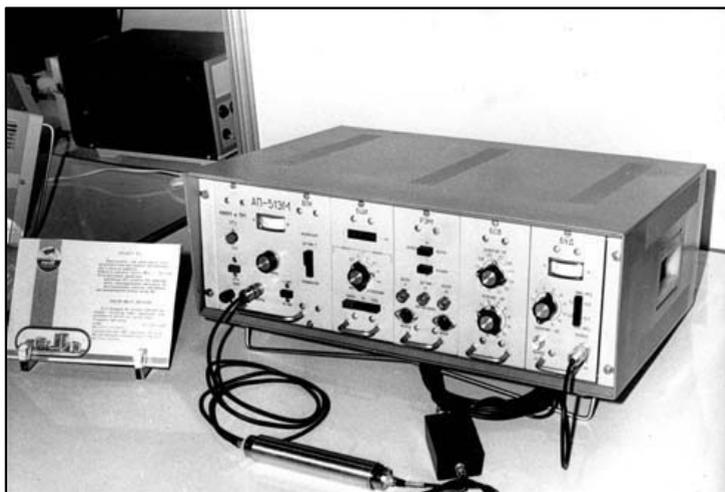


Рис. 66. Базовый прибор АП-51ЭМ на международной выставке

Назначение: прием, статистическая обработка и регистрация параметров АЭ при зарождении и развитии дефектов. Прибор может использоваться в исследованиях по физике и механике разрушения, для целей автоматизированного неразрушающего контроля объектов ответственного назначения (например, сосудов давления в атомном энергетическом, нефтяном машиностроении, авиакосмической промышленности, судостроении) с целью прогнозирования их надежности.

Элементы новизны: автоматическое восстановление интенсивности потока актов изменения (или повреждения) структуры материалов по регистрируемым параметрам АЭ. В приборе реализовано описанное в параграфе 2.2 автоматическое восстановление потока актов АЭ по формулам (2.16) и (2.17).

Основные блоки: усиления и детектирования; селекции и восстановления интенсивности актов АЭ; цифрового измерения; магнитной записи, калибровки.

Технические характеристики: максимальный диапазон рабочих частот 0,1–2,0 МГц, коэффициент усиления – 10^5 ; максимальный динамический диапазон – 60 дБ; регистрируемые параметры – амплитуда АЭ, скорость счета АЭ, интенсивность селективных импульсов АЭ, суммарное количество импульсов АЭ, восстановленное значение действительной интенсивности потока актов АЭ; габариты: 450 × 400 × 200 мм, масса 15 кг, потребляемая мощность 50 Вт.

В полный комплект приборного комплекса входят цифропечатающее устройство, быстродействующий многоканальный самописец и блок для подключения внешнего компьютера.

Было изготовлено несколько модернизированных вариантов комплекса АП-51ЭМ под конкретные параметры диагностируемых изделий заказчика.

Один из вариантов данного комплекса с существенно модернизированным блоком калибровки использовался нами в процессе АЭ-диагностики состояния Царь-колокола и в отработке метода диагностики плиток теплозащиты первого отечественного многоорбитального космолана «Буран».

Прототип цифрового четырехканального диагностического комплекса АП-71Э первоначально создавался нами для целей диагностики элементов конструкции «Бурана» и других изделий авиационно-космической техники. Комплекс прошел несколько модернизаций. Он состыкован с компьютером и определяет следующие параметры:

- плотности распределений (гистограммы) амплитуд и временных интервалов между импульсами АЭ;
- коэффициент корреляции между временными интервалами и амплитудами АЭ;
- параметр K – искажения и перекрытия сигналов АЭ по соотношению (2.15);
- средние и дисперсии измеряемых параметров;
- активность протектированных сигналов АЭ \dot{N}_a .

Затем по этим данным восстанавливается интенсивность потока актов АЭ \dot{N}_a с количественной оценкой достоверности результатов. Восстановление \dot{N}_a осуществляется по формуле (2.20) либо с использованием более сложного алгоритма, предложенного в [40]. По большинству измеряемых параметров диагностический комплекс АП-71Э аналогов (в том числе зарубежных) не имеет.

В каждый приемный канал комплекса АП-71Э встроены отключаемые блоки пикового детектора с плавающим порогом дискриминации, позволяющие реализовать предложенный нами метод (см. параграф 3.5), использующий вид амплитудного распределения импульсов АЭ (а точнее, разную вероятность больших и малых амплитуд АЭ) при определении координат их источников (развивающихся дефектов) в случае высокой интенсивности принимаемых импульсов (блок триангуляции источников АЭ в базовый комплект комплекса АП-71Э не входит и должен подключаться дополнительно).

Описанные выше аппаратурные комплексы разрабатывались и в ограниченном количестве изготавливались нами специально под методы и алгоритмы, изложенные в предыдущих главах данной монографии. При этом естественно, что максимальная точность и достоверность результатов диагностики может быть

получена именно при использовании аппаратурных средств, специально изготовленных для оптимальной реализации разрабатываемых алгоритмов.

Вместе с тем в настоящее время приобретение серийной диагностической АЭ-системы уже не является большой проблемой. Любая организация, способная заплатить несколько десятков тысяч USD, может купить не только импортную, но и весьма plentiful отечественную АЭ-систему, коих уже по стране выпущено несколько сотен комплектов.

К сожалению, очень мало внимания (особенно в последние 10 лет) уделяется разработке физических основ самого метода АЭ-диагностики. Вследствие этого к настоящему времени в большинстве существующих АЭ-систем используются достаточно мощные программные средства локации координат источников АЭ и весьма примитивные, чаще всего американские эмпирические критерии опасности самого источника АЭ (дефекта).

Поэтому в последнее время основной упор делается нами не на аппаратурную реализацию конкретных решений, а на адаптацию наших методов, методик и алгоритмов с целью возможности их использования на большинстве уже существующих серийных АЭ-диагностических комплексов.

Так, например, в наших приборах АП-51Э восстановление потока актов АЭ \dot{N}_a осуществлялось по алгоритму (2.17) с использованием предложенной нами ранее процедуры амплитудно-временного селектирования сигналов АЭ [41; 137; 139].

Суть процедуры заключается в селектировании принятых сигналов АЭ строб-импульсами, длительность которых автоматически управляется амплитудой каждого радиоимпульса. Алгоритм (2.17) обеспечивает приемлемые точность и достоверность восстановления, однако схемотехническая реализация требуемого для его работы селектора получается достаточно сложной и громоздкой.

Намного более просто реализуются предложенные нами позднее другие варианты метода восстановления \dot{N}_a , например по огибающей продетектированных всплесков (активности \dot{N}_d) АЭ

с использованием алгоритма (2.20) и по интенсивности осцилляций АЭ \dot{N} с использованием алгоритма (2.22).

Эти методы не требуют специального селектирования и могут быть реализованы на большинстве уже существующих аппаратных АЭ-комплексов.

Так, например, вариант нашего метода восстановления с использованием интенсивности потока осцилляций сигналов АЭ уже некоторое время весьма эффективно применяется в Алтайском госуниверситете в исследованиях деформационного поведения структурно неоднородных материалов [95].

Описанные в монографии методы и алгоритмы обеспечивают существенное увеличение точности оценки параметров процессов структурных изменений в материалах по данным АЭ-испытаний. Применение этих результатов дает новую ценную информацию, которую затруднительно, а чаще всего вообще невозможно (особенно в динамике) получить экспериментально какими-либо другими методами исследования, и открывает новые возможности в решении задач диагностики прочности и разрушения материалов.

Предложенные подходы, полученные методы и алгоритмы являются достаточно универсальными, вследствие чего могут быть полезны при решении задач повышения точности и достоверности результатов при использовании эффекта АЭ в исследованиях динамики различных структурных изменений в твердых телах.

ЛИТЕРАТУРА

1. ГОСТ 27655-88. Акустическая эмиссия. Термины, определения и обозначения / С. И. Буйло [и др.]. М.: Госстандарт, 1988. 11 с.
2. Автоматизированная система ультразвуковой дефектоскопии с цифровой регистрацией / В. В. Залесский [и др.] // Дефектоскопия. 1975. № 2. С. 122–126.
3. Автоматизированные термоакустические комплексы-анализаторы / В. В. Белозеров [и др.] // Промышленные АСУ и контроллеры. 2003. № 5. С. 44–45.
4. Акустико-эмиссионная диагностика конструкций / А. Н. Серьезнов [и др.]. М.: Радио и связь, 2000. 280 с.
5. Акустико-эмиссионное исследование температурной зависимости динамики импрегнирования пористых сред жидкостью / С. И. Буйло [и др.] // Современные методы и средства неразрушающего контроля и технической диагностики: труды 21-й Международной конф. (Гурзуф (Ялта)). Киев: УИЦ НТТ, 2013. С. 64–66.
6. Акустико-эмиссионный контроль авиационных конструкций / под ред. Л. Н. Степановой, А. Н. Серьезнова. М.: Машиностроение-Полет, 2008. 440 с.
7. Акустико-эмиссионный контроль железнодорожных конструкций / под ред. Л. Н. Степановой, А. Н. Серьезнова. Новосибирск: Наука, 2011. 272 с.
8. Акустико-эмиссионный контроль и диагностика кинетики растворения кристаллических веществ / С. И. Буйло [и др.] // Дефектоскопия. 2012. № 10. С. 53–56.
9. Акустическая эмиссия гетерогенных материалов. Л.: ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 1986. 176 с.
10. Акустическая эмиссия и ее применение для неразрушающего контроля в ядерной энергетике / под ред. К. Б. Вакара. М.: Атомиздат, 1980. 216 с.
11. Акустическая эмиссия материалов и конструкций: труды 1-й Всесоюзной конф.: в 2 ч. / под ред. И. И. Воровича. Ростов н/Д: Изд-во Рост. ун-та, 1989. – Ч. 1.

12. Акусто-эмиссионный способ контроля качества материалов: а. с. 1320739 СССР / С. И. Буйло, А. С. Трипалин. № 3954659/25-28 (22); заявл. 19. 09. 85; опубл. 30. 06. 87. Бюл. № 24.
13. *Андрейкив А. Е., Лысак Н. В.* Метод акустической эмиссии в исследовании процессов разрушения. Киев: Наукова думка, 1989. 176 с.
14. *Анциферов М. С.* Использование акустической эмиссии для оценки состояния угольного пласта и прогноза опасных динамических явлений // Акустическая эмиссия материалов и конструкций: тезисы докладов 1-й Всесоюзной конф. Ростов н/Д: Изд-во Рост. ун-та, 1984. Ч. 2. С. 175–176.
15. *Баранов В. М., Молодцов К. И.* Акустико-эмиссионные приборы ядерной энергетики. М.: Атомиздат, 1980. 144 с.
16. *Беженов С. А., Буйло С. И.* Некоторые аспекты диагностики долговечности и предразрушающего состояния конструкционных материалов методом акустической эмиссии // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. 2001. № 4. С. 24–27.
17. *Белозеров В. В., Буйло С. И., Панченко Е. М.* Методология термоакустических исследований веществ и материалов // Научно-инновационное сотрудничество: труды науч.-тех. конф. М.: МИФИ, 2002. Ч. 2. С. 76–77.
18. *Березин А. В., Козинкина А. И., Рыбакова Л. М.* Акустическая эмиссия и деструкция пластически деформированного металла // Дефектоскопия. 2004. № 3. С. 9–14.
19. *Бернштейн М. Л., Займовский В. А.* Структура и механические свойства металлов. М.: Металлургия, 1970. 472 с.
20. *Болотин В. В.* Прогнозирование ресурса машин и конструкций. М.: Машиностроение, 1984. 312 с.
21. *Большаков И. А.* Статистические проблемы выделения потока сигналов из шума. М.: Советское радио, 1969. 464 с.
22. *Буйло С. И.* Акустико-эмиссионная диагностика влияния водорода на свойства материалов // Дефектоскопия. 2009. № 11. С. 94–98.
23. *Буйло С. И.* Акустико-эмиссионная диагностика роста трещин Царьколокола // Современные методы и средства неразрушающего контроля и технической диагностики: материалы 16-й Международной конф. (Ялта, 1–5 октября 2008 г.) Ялта; Киев: УИЦ НТТ, 2008. С. 87–89.
24. *Буйло С. И.* Акустико-эмиссионная диагностика состояния Царьколокола // Дефектоскопия. 2004. № 7. С. 93–97.
25. *Буйло С. И.* Акустико-эмиссионный контроль и диагностика опасных динамических явлений в угольном пласте // Дефектоскопия. 2000. № 4. С. 54–63.

26. Буйло С. И. Акустическая эмиссия в диагностике предразрушающего состояния твердых тел // Современные проблемы механики сплошной среды: труды XV Международной конф. (Ростов н/Д, 4–6 декабря 2011 г.). Ростов н/Д: Изд-во ЮФУ, 2011. Т. 2. С. 37–41.
27. Буйло С. И. Вероятностно-информационные аспекты оценки достоверности результатов неразрушающего контроля и диагностики прочности твердых тел // Дефектоскопия. 1996. № 5. С. 20–25.
28. Буйло С. И. Воспоминания по «БУРАНУ» // Дефектоскопия. 2003. № 10. С. 97–101.
29. Буйло С. И. Диагностика предразрушающего состояния материалов авиационных транспортных средств по положению экстремальных точек и инвариантным соотношениям потока актов акустической эмиссии // Научные исследования высшей школы по приоритетным направлениям науки и техники: тезисы докладов конф.-выставки подпрограммы «Транспорт» Программы МО РФ (Москва – Звенигород). М.: Изд-во МАИ, 2001. С. 37–38.
30. Буйло С. И. Диагностика предразрушающего состояния материалов по параметрам амплитудного распределения сигналов сопутствующего акустического излучения // Дефектоскопия. 2012. № 11. С. 32–45.
31. Буйло С. И. Диагностика предразрушающего состояния по амплитудным и временным инвариантам потока актов акустической эмиссии // Дефектоскопия. 2004. № 8. С. 79–83.
32. Буйло С. И. Диагностика предразрушающего состояния по инвариантным соотношениям потока актов акустической эмиссии // Современные методы и средства неразрушающего контроля и технической диагностики: материалы 16-й Международной конф. (Ялта, 1–5 октября 2008 г.) Ялта; Киев: УИЦ НТТ, 2008. С. 84–86.
33. Буйло С. И. Диагностика предразрушающего состояния по инвариантным соотношениям сигналов акустической эмиссии // Деформация и разрушение материалов и наноматериалов (DFMN-2015): материалы 6-й Международной конф. (Москва, 10–13 ноября 2015 г.). М.: ИМЕТ РАН, 2015, С. 12–14.
34. Буйло С. И. Диагностика ранних стадий разрушения материалов по амплитудным и временным инвариантам потока актов акустической эмиссии // Контроль. Диагностика. 2009. № 5. С. 33–38.
35. Буйло С. И. Диагностика стадий деформации и разрушения по интегральным параметрам потока актов акустической эмиссии // Дефектоскопия. 2004. № 8. С. 66–78.

36. Буйло С. И. Диагностика стадий разрушения материалов по восстановленным параметрам потока актов акустической эмиссии // Контроль. Диагностика. 2000. № 10. С. 10–15.
37. Буйло С. И. Идентификация стадий процесса дефектообразования по положению особых точек интегральных параметров восстановленного потока актов акустической эмиссии // Современные методы и средства неразрушающего контроля и технической диагностики: материалы 15-й Международной конф. (Ялта, 1–5 октября 2007 г.) Ялта; Киев: УИЦ НТТ, 2007. С. 255–257.
38. Буйло С. И. Искажение параметров сигналов акустической эмиссии и некоторые особенности восстановления статистических характеристик источников излучения // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. 1989. № 1. С. 15–23.
39. Буйло С. И. Использование инвариантных соотношений параметров потока сигналов акустической эмиссии для диагностики предразрушающего состояния твердых тел // Дефектоскопия. 2002. № 2. С. 48–53.
40. Буйло С. И. Использование моделей статистической радиофизики для повышения достоверности результатов акустико-эмиссионного метода контроля и диагностики предразрушающего состояния // Дефектоскопия. 1995. № 7. С. 13–26.
41. Буйло С. И. Исследование особенностей акустического излучения при механическом деформировании: дис. ... канд. физ.-мат. наук. Ростов н/Д, 1983. 179 с.
42. Буйло С. И. Использование статистических моделей для количественной оценки искажения амплитудных распределений сигналов акустической эмиссии и повышения достоверности результатов акустико-эмиссионного метода // Дефектоскопия. 1996. № 5. С. 26–34.
43. Буйло С. И. К вопросу об использовании инвариантных соотношений параметров акустической эмиссии при диагностике ранних стадий разрушения материалов в конструкциях реакторных установок // Современные проблемы механики сплошной среды: труды 7-й Международной конф. Ростов н/Д: СКНЦ ВШ, 2002. Т. 2. С. 79–83.
44. Буйло С. И. К вопросу о связи выявляемости малых дефектов с длиной волны ультразвуковых колебаний // Дефектоскопия. 2000. № 5. С. 96–97.
45. Буйло С. И. Количественное определение достоверности результатов акустико-эмиссионного метода контроля и диагностики // Дефектоскопия. 1994. № 10. С. 17–25.
46. Буйло С. И. Метод акустико-эмиссионной диагностики ранних стадий разрушения материалов в конструкциях ядерных энергетиче-

- ских установок // Научно-инновационное сотрудничество: труды 3-й науч.-тех. конф. М.: МИФИ, 2004. Ч. 1. С. 78–79.
47. Буйло С. И. Метод идентификации стадий деформации и разрушения по положению особых точек восстановленного потока актов АЭ // Дефектоскопия. 2008. № 8. С. 3–14.
48. Буйло С. И. Методы и устройства количественного измерения актов повреждений твердого тела с применением акустической эмиссии // Акустическая эмиссия в диагностике предразрушающего состояния и прогнозировании разрушения: доклады 1-й Международной школы. Варна, 1986. С. 125–134.
49. Буйло С. И. Об интерпретации максимумов и достоверности оценки вида амплитудного распределения акустической эмиссии // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. 1995. № 1. С. 31–38.
50. Буйло С. И. Об информативности метода инвариантов при анализе прореженных потоков акустической эмиссии // Дефектоскопия. 2009. № 11. С. 41–45.
51. Буйло С. И. Определение параметров процесса накопления повреждений и оценка критерия разрушения по восстановленным значениям потока актов акустической эмиссии // Дефектоскопия. 1997. № 7. С. 84–89.
52. Буйло С. И. О связи кинетики деформации и микроразрушения твердых тел с параметрами сопутствующего акустического излучения // Структура и прочность материалов в широком диапазоне температур: тезисы докладов 14-й конф. по тепловой микроскопии. Воронеж: ВПИ, 1992. С. 49.
53. Буйло С. И. О связи параметров акустической эмиссии с особенностями кинетики деформации и микроразрушения твердых тел // Акустическая эмиссия материалов и конструкций. Ростов н/Д: Изд-во Рост. ун-та, 1989. Ч. 1. С. 125–132.
54. Буйло С. И. О связи функции распределения долговечности с потоком актов акустической эмиссии и возможности количественной оценки достоверности акустико-эмиссионной диагностики предразрушающего состояния // Доклады и тезисы 3-й Всесоюзной конф. по акустической эмиссии. Обнинск: НИКИМТ, 1992. Ч. 1. С. 26–33.
55. Буйло С. И. Перспективы использования метода акустико-эмиссионной диагностики объектов железнодорожного транспорта // Механика и трибология транспортных систем (МехТрибоТранс-2011): труды Международной научн. конф. Ростов н/Д: РГУПС, 2011. С. 163–166.
56. Буйло С. И. Повышение достоверности результатов метода АЭ-диагностики предразрушающего состояния материалов // Современные

- методы и средства неразрушающего контроля и технической диагностики: материалы 14-й Международной конф. Ялта; Киев: УИЦ НТТ, 2006. С. 14–17.
57. Буйло С. И. Применение метода акустической эмиссии для целей количественной оценки динамических характеристик структурных преобразований в твердых телах // Среды со структурным и магнитным упорядочением: труды 1-го Международного междисциплинарного симпозиума (Multiferroics-2007) (Лоо, 5–10 сентября 2007 г.). Ростов н/Д, Изд-во РГПУ, 2007. С. 44–47.
 58. Буйло С. И. Применение модели импульсного потока группированных событий акустической эмиссии при диагностике предразрушающего состояния гетерогенных материалов // Физика прочности гетерогенных материалов. Л.: Физ.-тех. и-т, 1988. С. 153–158.
 59. Буйло С. И. Связь амплитуды акустического излучения ансамбля микродефектов со скоростью деформации и восстановление количества актов АЭ при изменении динамического диапазона регистрируемых сигналов // Дефектоскопия. 2007. № 3. С. 69–77.
 60. Буйло С. И. Связь параметров акустического излучения дефектов структуры со стадийностью процессов деформации твердых тел // Упорядочения в металлах и сплавах (ОМА-9): труды 9-го Международного симпозиума (Лоо, 12–16 сентября 2006 г.). Ростов н/Д: Изд-во РГПУ, 2006. Ч. 2. С. 29–32.
 61. Буйло С. И. Связь параметров акустической эмиссии развивающихся дефектов со скоростью деформации и типом напряженного состояния // Современные проблемы механики сплошной среды: труды 10-й Международной конф. Ростов н/Д: Изд-во Рост. ун-та, 2006. Т. 1. С. 71–75.
 62. Буйло С. И. Связь параметров акустической эмиссии растущей трещины с коэффициентом интенсивности напряжений и типом напряженного состояния // Дефектоскопия. 2006. № 3. С. 44–48.
 63. Буйло С. И. Связь параметров акустической эмиссии с особенностям кинетики деформации и микроразрушения твердых тел // Акустическая эмиссия материалов и конструкций: тезисы докладов 1-й Всесоюзной конф. Ростов н/Д, 1984. Ч. 1. С. 177–179.
 64. Буйло С. И. Связь функции распределения долговечности с параметрами потока актов акустической эмиссии и количественная оценка достоверности акустико-эмиссионной диагностики предразрушающего состояния // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. 1993. № 3. С. 10–16.
 65. Буйло С. И. Трещина сама кричит о своем росте! // Сборник научно-популярных статей – победителей конкурса РФФИ 2008 года /

- под ред. А. М. Желтикова. М.: Октопус-Природа, 2009. Вып. 12, ч. 2. С. 265–273.
66. Буйло С. И. Физико-механические и информационные аспекты оценки достоверности результатов акустико-эмиссионной диагностики предразрушающего состояния материалов // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. 1996. № 1. С. 40–44.
67. Буйло С. И. Физико-механические и статистические аспекты акустико-эмиссионной диагностики предразрушающего состояния: дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Ростов н/Д, 2009. 279 с.
68. Буйло С. И. Физико-механические и статистические аспекты повышения достоверности результатов акустико-эмиссионного контроля и диагностики. Ростов н/Д: Изд-во ЮФУ, 2008. 192 с.
69. Буйло С. И. Экспериментальное моделирование искажения и оценка точности восстановления параметров потока актов акустической эмиссии // Дефектоскопия. 1999. № 4. С. 22–30.
70. Буйло С. И., Беженев С. А. Исследование особенностей акустического излучения при деформировании сплава титана и некоторые результаты акустико-эмиссионной диагностики его предразрушающего состояния // Дефектоскопия. 2000. № 5. С. 3–11.
71. Буйло С. И., Иваночкин П. Г. Акустико-эмиссионная диагностика стадий фрикционного взаимодействия материалов // Контроль. Диагностика. 2013. № 5. С. 18–22.
72. Буйло С. И., Козинкина А. И. К вопросу об оценке накопления повреждений и момента перехода от рассеянного к локализованному дефектообразованию по восстановленным значениям потока актов акустической эмиссии // Физика твердого тела. 1996. Т. 38, № 11. С. 3381–3384.
73. Буйло С. И., Кузнецов Д. М. Акустико-эмиссионный контроль и диагностика кинетики физико-химических процессов в жидких средах // Дефектоскопия. 2010. № 9. С. 74–80.
74. Буйло С. И., Орлов С. В. Корреляционный анализ и метод инвариантов сигналов акустической эмиссии в диагностике предразрушающего состояния материалов // Дефектоскопия. 2014. № 8. С. 36–41.
75. Буйло С. И., Попов А. В. Акустико-эмиссионный метод оценки параметров процесса накопления повреждений в задаче прогнозирования ресурса изделий ответственного назначения // Дефектоскопия. 2001. № 9. С. 45–53.
76. Буйло С. И., Трипалин А. С. Об информативности амплитудного распределения сигналов акустической эмиссии // Дефектоскопия. 1979. № 12. С. 20–24.

77. Буйло С. И., Трипалин А. С. Об информативности временных интервалов следования и достоверности измерения интенсивности потока сигналов акустической эмиссии // Известия СКНЦ ВШ. 1980. № 1. С. 37–40.
78. Буйло С. И., Трипалин А. С. О повышении информативности акустической эмиссии при неразрушающих испытаниях материалов и изделий // Применение акустических методов в науке, технике и производстве: тезисы докладов Республиканской конф. Сухуми, 1979. С. 98–100.
79. Буйло С. И., Трипалин А. С. Приборный комплекс АП-51Э для определения параметров дефектов методом акустической эмиссии // Проспект ВДНХ СССР. Ростов н/Д: РГУ, 1982. С. 1–2.
80. Буйло С. И., Белозеров В. В., Прус Ю. В. Совмещенная термогравиметрическая и акустико-эмиссионная диагностика стадий термодеструкции веществ и материалов // Дефектоскопия. 2008. № 3. С. 71–74.
81. Буйло С. И., Иваночкин П. Г., Мясникова Н. А. Диагностика особых точек коэффициента трения многослойного наномодифицированного антифрикционного покрытия методом акустической эмиссии // Дефектоскопия. 2013. № 6. С. 26–31.
82. Буйло С. И., Кузнецов Д. М., Гапонов В. Л. Акустико-эмиссионный мониторинг капиллярного движения жидкости в пористых средах // Дефектоскопия. 2014. № 7. С. 19–23.
83. Буйло С. И., Кузнецов Д. М., Гапонов В. Л. Исследование растворения кристаллов NaCl методом акустической эмиссии // Упорядочение в минералах и сплавах (ОМА-13): труды 13-го Международного симпозиума (Сочи (Лоо), 9–15 сентября 2010 г.). Ростов н/Д: Изд-во СКНЦ ВШ АПСН, 2010. Т. 1. С. 66–68.
84. Буйло С. И., Наседкин А. В., Шихман В. М. 30-летний опыт работы в области теории, методики и практики использования метода акустико-эмиссионной диагностики // Акустико-эмиссионная диагностика на железнодорожном транспорте: тезисы докладов семинара. СПб.: ДЦНТИ, 2003. С. 11–14.
85. Влияние адгезионного сцепления на границе раздела компонент на фрикционные характеристики полимерных композитов / В. И. Колесников [и др.] // Вестник РГУПС'а. 2011. № 4. С. 9–13.
86. Влияние среды на акустико-эмиссионные характеристики некоторых высоколегированных сталей и сплавов при их деформировании / С. И. Буйло [и др.] // Водород в металлах: тезисы докладов 3-го Всесоюзного семинара. Донецк, 1982. С. 101.

87. Возбуждение акустической эмиссии лазерным излучением для исследования структурных изменений в композитах и полимерах / С. И. Буйло [и др.] // Дефектоскопия. 2008. № 9. С. 38–45.
88. Волков В. И., Козлов Д. Ю., Кирколул Е. Р. Исследование динамики движения жидкости по капилляру // Известия Алтайского государственного университета. 2007. № 1. С. 100–104.
89. Гельд П. В., Рябов Р. А., Кодес Е. С. Водород и несовершенства структуры металла. М.: Металлургия, 1979. 221 с.
90. Грешников В. А., Дробот Ю. Б. Акустическая эмиссия. М.: Изд-во стандартов, 1976. 272 с.
91. Губанов Б. И. Триумф и трагедия «Энергии». Размышления Главного конструктора. Т. 3. «Энергия» – «Буран». Нижний Новгород: Из-во НИЭР, 1998. 432 с.
92. Гусев О. В. Акустическая эмиссия при деформировании монокристаллов тугоплавких металлов. М.: Наука, 1982. 108 с.
93. Джилвари Д. Размер обломков при простом разрушении // Разрушение твердых полимеров. М.: Химия, 1971. С. 473–500.
94. Динамика дислокаций. Киев: Наукова думка, 1975. 401 с.
95. Егоров А. Е., Поляков В. В. Применение метода акустической эмиссии к исследованию деформационного поведения структурно неоднородных материалов. Барнаул: Изд-во Алт. ун-та, 2008. 105 с.
96. Екобори Т. Научные основы прочности и разрушения материалов. Киев: Наукова думка, 1978. 352 с.
97. Журков С. Н. Кинетическая концепция прочности твердых тел // Вестник АН СССР. 1968. № 3. С. 46–52.
98. Журков С. Н., Куксенко В. С., Петров В. А. Можно ли прогнозировать разрушение? // Будущее науки. М.: Знание, 1983. С. 100–111.
99. Иванов В. И., Белов В. М. Акустико-эмиссионный контроль сварки и сварных соединений. М.: Машиностроение, 1981. 184 с.
100. Иванова В. С. Разрушение металлов. М.: Металлургия, 1979. 168 с.
101. Исследование деформации и разрушения по данным акустической эмиссии, корреляции цифровых изображений и тензометрии / С. В. Панин [и др.] // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2011. № 9. С. 50–59.
102. Исследование кинетики процесса кристаллизации $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ методом акустической эмиссии / С. И. Буйло [и др.] // Порядок, беспорядок и свойства оксидов: труды 16-го Международного симпозиума. Туапсе; Ростов н/Д: Из-во СКНЦ ВШ АПСН, 2013. Т. 1. С. 53–56.
103. Исследование особенностей деформации ковкого чугуна методом акустической эмиссии / В. И. Овчинников [и др.] // Прогрессивная

- технология в тракторном и сельскохозяйственном машиностроении. Ростов н/Д: РИИСХМ, 1978. С. 116–121.
104. *Квасница М. С., Солодушкин В. И.* Влияние аппаратурного «мертвого» времени на погрешность измерения интенсивности импульсной последовательности // Радиотехника и электроника. 1987. № 6 (22). С. 1317–1320.
105. *Коллакот Р.* Диагностика повреждений. М.: Мир, 1989. 512 с.
106. *Кондранин Е. А.* Определение прочностных характеристик конструкций на основе инвариантов амплитуд акустической эмиссии // Известия ЮФУ. Технические науки. 2009. № 2. С. 14–19.
107. *Конева Н. А., Козлов Э. В.* Физическая природа стадийности пластической деформации // Известия вузов. Физика. 1990. Т. 33, № 2. С. 89–106.
108. *Коттрелл А. Х.* Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М.: Металлургиздат, 1958. 267 с.
109. *Кузнецов Д. М., Буйло С. И., Гапонов В. Л.* Регистрация метастабильного состояния полиморфной модификации воды в результате фазового перехода первого рода методом акустической эмиссии // Порядок, беспорядок и свойства оксидов (ODPO-15): труды 15-го Международного симпозиума (Сочи (ЛОО), 7–12 сентября 2012 г.). Ростов н/Д: Из-во СКНЦ ВШ АПСН, 2012. С. 50–52.
110. *Кузнецов Д. М., Гапонов В. Л., Смирнов А. Н.* К вопросу о возможности исследования кинетики химических реакций в жидкой среде с помощью метода акустической эмиссии // Инженерная физика. 2008. № 1. С. 16–21.
111. *Кузнецов Н. С.* Теория и практика неразрушающего контроля изделий с помощью акустической эмиссии: метод. пособие М.: Машиностроение, 1998. 96 с.
112. *Куранов В. Н., Иванов В. И., Рябов А. Н.* Особенности амплитудного распределения акустической эмиссии при зарождении и распространении усталостных трещин // Дефектоскопия. 1982. № 5. С. 36–39.
113. *Лавренчик В. Н.* Постановка физического эксперимента и статистическая обработка его результатов. М.: Энергоатомиздат, 1986. 272 с.
114. *Лексовский А. М., Усмонов Г. Х., Нарзуллаев Г. Х.* Микротрещины, повреждаемость и разрушение композиционных материалов // Физика и механика разрушения композиционных материалов. Л.: ФТИ, 1986. С. 88.
115. *Лепендин А. А., Поляков В. В.* Скейлинг характеристик акустической эмиссии при пластической деформации и разрушении // Журнал технической физики. 2014. Т. 84, вып. 7. С. 96–100.

116. Методы диагностики состояния многослойного антифрикционного наномодифицированного покрытия на боковой поверхности головки рельса / В. И. Колесников [и др.] // Управление большими системами (УБС). М.: ИПУ РАН, 2012. Вып. 38. С. 205–214.
117. Многоканальное устройство для определения координат развивающихся дефектов: а. с. № 868574 СССР / С. И. Буйло, Г. А. Кузьмин, А. С. Трипалин. № 2868216/25–28; заявл. 07.01.80; опубл. 30.09.81. Бюл. № 36.
118. Некоторые особенности акусто-эмиссионной диагностики предвещающего состояния высокопористых материалов / С. И. Буйло [и др.] // Тезисы докладов 3-й межотраслевой конф. по неразрушающим методам контроля изделий из полимерных материалов (Туапсе, 1989 г.). М.: ЦНИИ информации, 1989. С. 149–150.
119. Неразрушающий контроль. Россия. 1900–2000 гг.: справочник / под ред. В. В. Клюева. М.: Машиностроение, 2001. 616 с.
120. *Носов В. В., Потапов А. И.* Структурно-имитационная модель параметров акустической эмиссии // Дефектоскопия. 1996. № 6. С. 30–38.
121. *Нотт Дж. Ф.* Основы механики разрушения. М.: Металлургия, 1978. 256 с.
122. «ОКТАЭДР» и модели безопасности / С. И. Босый [и др.] // Наука и будущее: идеи, которые изменят мир: пленарные доклады 2-й Международной конф. М.: ГГМ РАН, 2005. С. 26–30.
123. О характере распространения упругих колебаний в элементах корпуса атомного реактора / С. И. Буйло [и др.] // Основные направления развития ультразвуковой техники и технологии на период 1981–1990 гг.: тезисы докладов Всесоюзной конф. Суздаль, 1982. С. 55.
124. Проблемы прочности и пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1979. 269 с.
125. Прочность и акустическая эмиссия материалов и элементов конструкций / В. А. Стрижало [и др.]; под ред. Г. С. Писаренко; Ин-т проблем прочности. Киев: Наукова думка, 1990. 232 с.
126. *Пугачев В. С.* Теория вероятностей и математическая статистика. М.: Наука, 1979. 496 с.
127. *Расщепляев Ю. С., Попов А. В.* К вопросу исследования динамики акустико-эмиссионных процессов в задачах неразрушающего контроля методами теории случайных потоков // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. 2000. № 3. С. 24–27.
128. *Регель В. Р., Слуцкер А. И. Томашевский Э. Е.* Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1976. 217 с.

129. Рыбакова Л. М. Механические закономерности деструкции металла при объемном и поверхностном пластическом деформировании // Проблемы машиностроения и надежности машин. 1998. № 5. С. 113–124.
130. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1976. Ч. 1. 496 с.
131. Связь параметров акустической эмиссии с развитием зоны поврежденности при межслойном разрушении волокнистых композиционных материалов / Т. Н. Губанова [и др.] // Механика композиционных материалов. 1995. Т. 31, № 6. С. 792–796.
132. Седякин Н. М. Элементы теории случайных импульсных потоков. М.: Советское радио, 1965. 260 с.
133. Совмещенный термогравиметрический и акустико-эмиссионный способ определения стадий термодеструкции веществ и материалов и устройство для его осуществления: пат. № 2324923 Российская Федерация / В. В. Белозеров, С. И. Буйло, Ю. В. Прус; заявл. 19.07.2006; опубл. 20.05.2008. Бюл. № 14.
134. Спектральный и амплитудный анализ акустической эмиссии / В. В. Залесский [и др.] // Тезисы докладов 7-й Всесоюзной конф. по неразрушающим физическим методам контроля. Киев: РДНТП, 1974. С. 223–224.
135. Способ термодинамического акустико-эмиссионного эталонирования и система, его реализующая: пат. № 2399910 Российская Федерация / В. В. Белозеров [и др.]; заявл. 23.12.2008; опубл. 20.09.2010. Бюл. № 26.
136. Структурные уровни пластической деформации и разрушения / В. Е. Панин [и др.]. Новосибирск: Наука, 1990. 255 с.
137. Трипалин А. С., Буйло С. И. Акустическая эмиссия. Физико-механические аспекты. Ростов н/Д: Изд-во Рост. ун-та, 1986. 160 с.
138. Тутнов А. А., Тутнов И. А. Изменение спектра амплитуд сигналов акустической эмиссии в процессе нагружения материала // Вопросы атомной науки и техники. М.: ИАЭ, 1977. С. 52–53.
139. Устройство для контроля качества изделий методом акустической эмиссии: а. с. № 785753 СССР / С. И. Буйло, А. С. Трипалин. № 265895/25–28; заявл. 14.08.1978; опубл. 07.12.1980. Бюл. № 45.
140. Устройство для регистрации сигналов акустической эмиссии: а. с. 991290 СССР / С. И. Буйло [и др.]. № 3282395/25–28; заявл. 30.04.1981; опубл. 23.01.1983. Бюл. № 3.
141. Финкель В. М. Физические основы торможения разрушения. М.: Металлургия, 1977. 360 с.
142. Хаттон П., Орд Р. Акустическая эмиссия // Методы неразрушающих испытаний. М.: Мир, 1972. С. 27–58.

143. Хейфец Л. И., Неймарк А. В. Многофазные процессы в пористых средах. М.: Химия, 1982. 320 с.
144. Чернов Д. В., Барат В. А., Елизаров С. В. Диагностика состояния конструкций по временным инвариантам потока данных акустической эмиссии. URL: <http://dropdoc.ru/doc/143069/diagnostika-sostoyaniya-konstrukcij-po-vremennym-invariantam>.
145. Щавелин В. М., Сарычев Г. А. Акустический контроль узлов трения ЯЭУ. М.: Энергоатомиздат, 1988. 176 с.
146. Щиголов Б. М. Математическая обработка наблюдений. М.: Наука, 1969. 344 с.
147. Энергетический анализ природы сигналов акустической эмиссии / А. И. Манохин [и др.] // Акустическая эмиссия материалов и конструкций. Ростов н/Д: Изд-во Рост. ун-та, 1989. Ч. 1. С. 154–161.
148. Юдин В. Е., Лексовский А. М. Вязкоупругость полимерной матрицы и разрушение теплостойких волокнистых композитов // Физика твердого тела. 2005. Т. 47, вып. 5. С. 944–950.
149. Acoustic Emission. ASTM Special Technical Publication 505. Baltimore, 1972. 337 p.
150. Acoustic-Emission Testing and Diagnostics of the Dissolution Kinetics of Crystalline Components / S. I. Builo [et al.] // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2012. Vol. 48, № 10. P. 594–597.
151. BETA-Analysis / V. V. Belozarov [et al.] // Physics and Mechanics of New Materials and Their Applications (PMNM): Abstracts of Russian-Taiwanese Symposium. Rostov-on-Don, 2012. P. 12–13.
152. Builo S. I. Acoustic-Emission Diagnostics of the Effect of Hydrogen on Properties of Materials. Russian Journal of Nondestructive Testing. 2009. Vol. 45, № 11. P. 818–821.
153. Builo S. I. Acoustic-Emission Diagnostics of the Tsar Bell's State // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2004. Vol. 40, № 7. P. 498–501.
154. Builo S. I. Acoustic-Emission Testing and Diagnostic of Hazardous Dynamic Processes in a Coal Seam // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2000. Vol. 36, № 4. P. 282–289.
155. Builo S. I. A Method for Identifying Deformation and Destruction Stages by Location of Critical Points of a Reconstructed Flow of Acoustic-Emission Events // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2008. Vol. 44, № 8. P. 517–526.
156. Builo S. I. Application of Statistical Radiophysics Models to Improve the Reliability of the Results of Acoustic Emission Testing and Diagnostics of the Prefracture State // Russian Journal of Nondestructive Testing. 1995. Vol. 31, № 7. P. 492–503.

157. *Builo S. I.* Correlation between Acoustic Emission Parameters of a Growing Crack, the Stress Intensity Factor, and the Type of Stressed State // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2006. Vol. 42, № 3. P. 181–184.
158. *Builo S. I.* Determination of the Parameters of Flaw Accumulation and Estimation of the Criterion of Failure from the Reconstructed Values of the Acoustic Emission Event Flux // Russian Journal of Nondestructive Testing. 1997. Vol. 33, № 7. P. 512–516.
159. *Builo S. I.* Diagnostics of Deformational and Fracture Stages Based on Integral Parameters of the Flow of Acoustic-Emission Acts // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2004. Vol. 40, № 8. P. 552–560.
160. *Builo S. I.* Diagnostics of the Predestruction State Based on Amplitude and Time Invariants of the Flow of Acoustic-Emission Acts // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2004. Vol. 40, № 8. P. 561–564.
161. *Builo S. I.* Diagnostics of the Prefracture State of Materials According to the Parameters of the Amplitude Distribution of Accompanying Acoustic-Emission Signals // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2012. Vol. 48, № 11. P. 638–648.
162. *Builo S. I.* Diagnostics of the State Predestruction Based on Invariants of Acoustic Emission Signals // Abstracts of International Symposium on Physics and Mechanics of New Materials and Their Applications (PHENMA-2015) (Azov, Russia, May 19–22, 2015). Rostov-on-Don: Publishing house of SFedU, 2015. P. 66–67.
163. *Builo S. I.* Experimental Modeling of Distortion and Estimation of the Accuracy of Reconstruction of the Parameters of an Acoustic Emission Event Flux // Russian Journal of Nondestructive Testing. 1999. Vol. 35, № 4. P. 267–273.
164. *Builo S. I.* How the Detectability of Small Flaws is Related to the Ultrasonic Wavelength // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2000. Vol. 36, № 5. P. 387–388.
165. *Builo S. I.* Memories of Buran (To the 15th Anniversary of the First Launch) // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2003. Vol. 39, № 10. P. 807–810.
166. *Builo S. I.* On the Information Capacity of the Invariant Method in the Analysis of Resampled Acoustic-Emission Streams. Russian Journal of Nondestructive Testing. 2009. Vol. 45, № 11. P. 775–778.
167. *Builo S. I.* Physical, Mechanical and Statistical Aspects of Acoustic Emission Diagnostics // Physics and Mechanics of New Materials and Their Applications. N. Y.: Nova Science Publishers, 2013. P. 171–184.
168. *Builo S. I.* Probability-Information Aspects of Evaluation of the Reliability of Results of Nondestructive Inspection and Diagnostics of the Strength

- of Solids. Russian Journal of Nondestructive Testing. 1996. Vol. 32, № 5. P. 348–352.
169. *Builo S. I.* Quantitative Determination of the Reliability of Acoustic-Emission Inspection and Diagnostics // Russian Journal of Nondestructive Testing. 1994. Vol. 30, № 10. P. 734–741.
170. *Builo S. I.* Relation between the Amplitude of Acoustic Emission of an Ensemble of Microflaws and the Deformation Rate: Reconstruction of the Number of AE Events during a Change in the Dynamic Range of Detected Signals // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2007. Vol. 43, № 3. P. 188–195.
171. *Builo S. I.* Statistical Models for Qualitative Evaluation of the Distortion of the Amplitude Distributions of Acoustic Emission Pulses and for Increasing the Reliability of the Acoustic Emission Method // Russian Journal of Nondestructive Testing. 1996. Vol. 32, № 5. P. 353–360.
172. *Builo S. I.* The New Method for Detection of Defects Based on AE Stream Restoration // Proceeding of the 20th International Conference on Modern Methods and Techniques of NDT and Technical Diagnostics (October 2012, Hurzuf, Ukraine). Kiev: NTT, 2012. P. 287–294.
173. *Builo S. I.* Use of Invariant Combinations of Parameters Characterizing Acoustic Emission in Diagnostics of Prefracture States of Solids // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2002. Vol. 38, № 2. P. 116–120.
174. *Builo S. I., Bezhenov S. A.* Investigation of Acoustic Emission Due to Deformation of Titanium Alloy and Some Results of Acoustic-Emission Diagnostics of Its Predestruction States // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2000. Vol. 36, № 5. P. 307–314.
175. *Builo S. I., Kozinkina A. I.* Estimating Damage Accumulation and the Moment of the Transition from Dispersed to Localized Defect-Formation According to the Reconstructed Values of the Flux of Acoustic Emission Events // Physics of the Solid State. 1996. Vol. 38, № 11. P. 1844–1845.
176. *Builo S. I., Kozinkina A. I.* Strength and Destruction Diagnostics of Metals and Composites by Acoustic Emission // Abstracts of 8th International Conference on Fracture. Kiev, 1993. Vol. 2. P. 620–621.
177. *Builo S. I., Kuznetsov D. M.* Acoustic-Emission Testing and Diagnostics of the Kinetics of Physicochemical Processes in Liquid Media // Russian Journal of Nondestructive Testing, 2010. Vol. 46, № 9. P. 686–691.
178. *Builo S. I., Orlov S. V.* A Correlation Analysis and Invariant Method of Acoustic-Emission Signals in the Diagnostics of Predestruction States of Material // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2014. Vol. 50, № 8. P. 464–468.
179. *Builo S. I., Popov A. V.* Acoustic-Emission Methods for Assessing the Process of Damage Accumulation in Estimating Remaining Service Lives of Heavi-

- ly Loaded Structures // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2001. Vol. 37, № 9. P. 636–643.
180. *Builo S. I., Tripalin A. S.* Physical and Mechanical Aspects of Accuracy and Acoustic Emission Non-Destructive Testing Method Reliability Increase // Proceeding of 12th World Conference on NDT. Amsterdam, Netherlands, 1989. P. 1504–1506.
181. *Builo S. I., Tripalin A. S.* Use of Statistic Parameters of Acoustic Emission Signals for Quantitative Measurements of the Material Structure Fracture Intensity // Proceeding of 3rd European Conference on NDT. Florence, Italy, 1984. Vol. 4. P. 332–341.
182. *Builo S. I., Belozеров V. V., Prus Yu. V.* Combined Thermogravimetric and Acoustic-Emission Diagnostics of Stages of Thermal Destruction of Substances and Materials // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2008. Vol. 44. № 3. P. 212–214.
183. *Builo S. I., Crostack H. A., Reuss G.* Application of Acoustic Emission Amplitude Analysis to Strength Diagnostics and Non-Destructive Testing // Современные проблемы механики сплошной среды: труды 2-й Международной конф. Ростов н/Д, 1996. Т. 3. С. 34–37.
184. *Builo S. I., Ivanochkin P. G., Myasnikova N. A.* Diagnostics of Critical Points of the Friction Coefficient of a Multilayer Nanommodified Antifriction Coating by an Acoustic Emission Technique // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2013. Vol. 49, № 6. P. 318–322.
185. *Builo S. I., Kuznetsov D. M., Gaponov V. L.* Acoustic Emission Diagnostics of the Kinetics of Physicochemical Processes in Liquid and Solid Media // Advanced Materials. Studies and Applications. N. Y.: Nova Science Publishers, 2015. P. 193–208.
186. *Builo S. I., Kuznetsov D. M., Gaponov V. L.* Acoustic Emission Testing of Capillary Liquid Flows in Porous Media // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2014. Vol. 50, № 7. P. 392–395.
187. *Builo S. I., Kuznetsov D. M., Gaponov V. L.* Monitoring of the Catalytic Decomposition of Hydrogen Peroxide by the Parameters of Acoustic Emission // Abstracts of International Symposium on Physics and Mechanics of New Materials and Their Applications (PHENMA-2015) (Azov, Russia, May 19–22, 2015). Rostov-on-Don: Publishing house of SFedU, 2015. P. 67–68.
188. *Dunegan H. L., Harris D. O., Tatro C. A.* Fracture Analysis by Use of Acoustic Emission // Engineering Fracture Mechanics. 1968. № 1. P. 105–422.
189. Excitation of Acoustic Emission by Laser Radiation for Studies of Structural Alterations in Composites and Polymers // S. I. Builo [et al.] // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2008. Vol. 44, № 9. P. 615–620.

190. Fatigue cracks nucleation on steel, acoustic emission and fractal analysis / M. E. Biancolini [et al.] // International Journal of Fatigue. 2006. № 28. P. 1820–1825.
191. Fisher M., Lally J. S. Microplasticity Detected by an Acoustic Technique // Canadian Journal of Physics. 1967. Vol. 45, № 2. P. 1147–1159.
192. Frictional sliding tests on combined coal-rock samples / T. Wang [et al.] // Journal of Rock Mechanics and Geotechnical Engineering. 2014. № 6. P. 280–286.
193. Gillis P. P. Dislocation Mechanisms as Possible Sources of Acoustic Emission // Materials Research and Standards. 1971. Vol. 11, № 3. P. 11–13.
194. Holt J., Goddard D. J., Palmer I. G. Method of Measurement and Assessment of the Acoustic Emission Activity from the Deformation of Low Alloy Steels // NTD International. 1981. Vol. 14, № 2. P. 49–58.
195. Kuznetsov D. M., Builo S. I., Ibragimova J. A. Correlation evaluation of the acoustic emission's method the tool of exo solvation kinetic's research // Chemical Technology: An Indian Journal. 2011. Vol. 6, № 2. P. 112–114.
196. Mirabile M. Acoustic Emission Energy and Mechanisms of plastic Deformation and Fracture // Non-Destructive Testing. 1975. Vol. 8, № 2. P. 77–85.
197. Nakamura Y, Veach C. L., Mc. Cauley B. O. Amplitude Distribution of Acoustic Emission Signals // Acoustic Emission, ASTM, STP 505. Baltimore, 1972. P. 164–187.
198. Plaster Hydration at Different Plaster-to-Water Ratios: Acoustic Emission and 3-Dimensional Submicrometric Simulations / A. Lemarchand [et al.] // Journal of Physical Chemistry C. 2012. Vol. 116. P. 4671–4678.
199. Pollock A. A. Acoustic Emission – 2 // Non-Destructive Testing. 1973. № 10. P. 264–266.
200. Reuss G. Beitrag zur Überwachung des thermischen Spritzprozesses mittels Schallemissionsanalyse: Dissertation (Dr.-Ing.). Dusseldorf, 2001. 119 S.
201. Sagaidak A. I., Elizarov S. V. Acoustic emission parameters correlated with fracture and deformation processes of concrete members // Construction and Building Materials. 2007. № 2. P. 477–482.
202. Serdobolskaja O. Yu. Acoustical Emission at Destruction of KCL and TGS Crystals // Proceeding of 13th Session of the Russian Acoustical Society (Moscow, August 25–29, 2003). M.: Nauka, 2003. P. 111–113.
203. Skal'skii V. R., Builo S. I., Stankevich E. M. A Criterion for Evaluating the Brittle Fracturing of Glass Using Acoustic Emission Signals // Russian Journal of Nondestructive Testing. 2012. Vol. 48, № 5. P. 277–284.
204. Skalskyi V. R., Koval P. M. Some methodological aspects of application of acoustic emission. Lviv: Spolom, 2007. 336 p.

205. *Stone D. W., Dingwall P. F. Acoustic Emission Parameters and Their Interpretation // NDT International. 1977. № 4. P. 51–61.*
206. *System Mae-1I for Magnetoacoustic Emission Diagnostics of Structural Materials / Y. Pochapsky [et al.] // Fracture Mechanics for Durability, Reliability and Safety, ECF-2012: Proceeding of 19th European Conference on Fracture (August 26–31, 2012, Kazan, Russia). N. Y.: Curran Associates, Inc., 2016. Vol. 3. P. 1726–1733.*
207. *The Applicability of Acoustic Emission Method to Modeling the Endurance of Metallic Construction Elements / S. V. Ponomarev [et al.] // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2015. Vol. 71, № 1. P. 1–7.*
208. *The Development of Methods for Determination of Thermal and Tribological Characteristics of Friction Surfaces / P. G. Ivanochkin [et al.] // Physics, Mechanics of New Materials and Their Application: Proceedings of the International Conference. N. Y.: Nova Science Publishers, 2016. P. 323–330.*

Научное издание

БУЙЛО Сергей Иванович

**ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ, СТАТИСТИЧЕСКИЕ
И ХИМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ
АКУСТИКО-ЭМИССИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ**

Монография

Редактор *Н. В. Бирюкова*

Корректор *Н. В. Бирюкова*

Компьютерная верстка *Е. А. Солоненко*