

КОРРЕЛИРОВАННОСТЬ ПОТОКА СОБЫТИЙ
АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

А.П. Тишкин, А.М. Лексовский

Для понимания ряда вопросов физики прочности важно выделение из всего многообразия микроструктурных изменений в твердом теле под нагрузкой коррелированных последовательностей превращений. В случае прогнозирования макроразрушения это становится особенно актуальным [1, 2]. Поток событий акустической эмиссии (АЭ), обусловленный дискретными изменениями энергии упругой деформации при структурных превращениях, естественно рассматривать как статистический процесс, что позволяет анализировать коррелированность таких актов. Если источники АЭ срабатывают независимо друг от друга, то процесс будет пуассоновским (в общем случае нестационарным) с плотностью функции распределения временных интервалов τ между событиями $f(\tau) = \lambda e^{-\lambda\tau}$, где λ — активность АЭ, что и наблюдалось в экспериментах, например, в [3]. Коррелированность событий может проявляться в разных временных диапазонах. Так, если она вызвана процессами, происходящими с околозвуковыми скоростями, то интервалы между событиями будут порядка 1 мкс, и при использовании стандартной аппаратуры они сольются в один импульс. Изучение такой коррелированности может проводиться методами спектрального анализа. Если же коррелированность связана с релаксационными процессами, то уже возможны разделение событий и анализ распределения временных интервалов. В работе проведено исследование распределения временных интервалов между событиями АЭ в разных материалах, наиболее подробно в поликристаллическом цинке. Возможность такого исследования обеспечивалась тем, что в использованной аппаратуре [4] события АЭ записываются на ЭВМ с точным временем прихода каждого события.

На рис. 1, а представлено распределение временных интервалов между событиями при испытании образцов на внецентренное растяжение из стали 15Х2НМФА со сварным швом перед вершиной трещины, основные особенности АЭ в которых описаны в работе [5]. Одновременно на рисунке, исходя из наблюдавшейся активности АЭ, приведено теоретическое пуассоновское распределение. В данном случае имеется хорошее согласие процесса АЭ с пуассоновским, т.е. события АЭ возникают независимо друг от друга. Иная картина наблюдается при растяжении крупнозернистого цинка (АЭ обусловлена в основном двойникованием [6]) (рис. 1, б), где число интервалов в диапазоне до 50–100 мс превышает ожидаемое число интервалов для пуассоновского процесса. Аналогичная ситуация выявляется при растяжении углепластика и коррозионном росте трещины в алюминиевом сплаве. В этом случае поток событий АЭ может быть описан как пуассоновский процесс скоплений [7], ко-

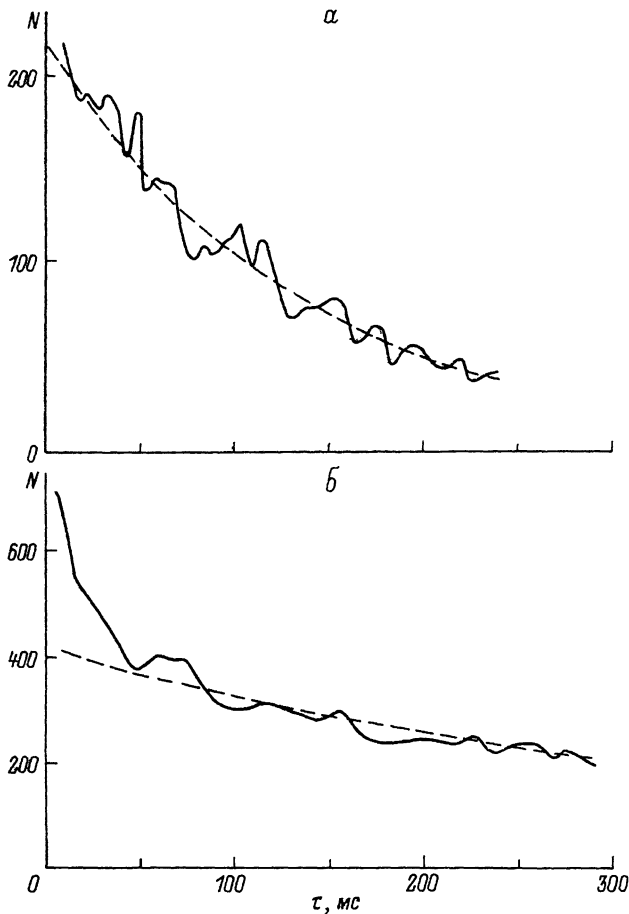


Рис. 1. Распределение временных интервалов между событиями АЭ в сварном соединении разнородных сталей (а) и цинке (б). Пунктир — теоретическое пуассоновское распределение.

гда в общем процессе можно выделить первичный пуассоновский процесс, события которого способны породить некий вторичный процесс (скопление), т.е. события вторичного процесса коррелированы с породившим их событием пуассоновского процесса. Сходные результаты наблюдались при анализе землетрясений [8] и горных ударов [9], что отражает общую природу структурных превращений в твердых телах.

Рассмотрим вторичный процесс потока событий АЭ в цинке. На общем распределении можно условно выделить область до 80 мс, где влияние вторичного процесса наиболее заметно (рис. 1, б).

Средняя амплитуда первого события в скоплениях примерно в 2 раза больше средней амплитуды всего процесса АЭ, значит, можно говорить о том, что именно событие первичного процесса приводит к появлению скопления. Поэтому вторичный процесс в цинке можно представить следующим образом: возникновение двойника приводит к скачкообразному увеличению скорости пластической деформации, быстро релаксирующей до среднего уровня. Это увеличение скорости деформации приводит к соответствующему увеличению числа возникающих двойников, т.е. к появлению скопления событий АЭ. В такой интерпретации вторичный процесс есть сильно неоднородный пуассоновский процесс, в котором события коррелированы с событием первичного процесса, породившем скопление, но не коррелированы между собой. Активность λ_2 такого вторичного процесса в силу его релаксационной природы можно представить в виде

экспоненты $\lambda_2 = \lambda_m e^{-\alpha(t-t_0)}$, где t_0 — время появления первого события в скоплении, α — характеристика материала, а λ_m — величина, зависящая от размера первичного двойника, кристаллографической ориентации соседних зерен и т.п.

Действительно, если предположить, что интервал между событиями вторичного процесса не превосходит $\tau_k = 80$ мс и построить распределение скоплений по числу событий в скоплении, то окажется, что число скоплений с двумя и тремя событиями в скоплении близко к значению, которое должно получиться за счет случайной группировки событий пуассоновского процесса, и только количество скоплений с большим числом событий заметно превосходит пуассоновское значение. Этот факт соответствует приведенной выше формуле для λ_2 , т.к. чем меньше λ_m , тем меньше событий АЭ в скоплении и тем больше интервал между событиями в скоплении ($\tau \sim 1/\lambda$), поэтому при малом числе событий в скоплении оно может не выделяться на фоне суммарного процесса АЭ. По средней амплитуде события в скоплении не отличаются от общего потока событий.

Пуассоновский процесс скоплений с рассмотренными характеристиками был промоделирован на ЭВМ, получено хорошее соответствие распределения временных интервалов экспериментальному распределению при $\alpha = 10 \text{ с}^{-1}$ и при равномерном распределении λ_m в диапазоне $(0,100) \text{ с}^{-1}$. При моделировании вместо амплитуд событий, от которых зависит λ_m , вводилась вероятность возникновения скопления $p = 0,02$, что примерно соответствует реальному процессу.

Так как в первом приближении распределение интервалов вторичного процесса отлично от нуля только в диапазоне до τ_k , можно приближенно определить активность первичного процесса независимых событий. Для этого из общего числа событий с интервалами в диапазоне до τ_k вычитается ожидаемое по пуассоновскому распределению число таких событий. Полученное значение ΔN вычитается из общего числа событий N за время выборки ΔT . Активность λ_1 первичного процесса равна $(N - \Delta N) / \Delta T$. Однако ожидаемое пу-

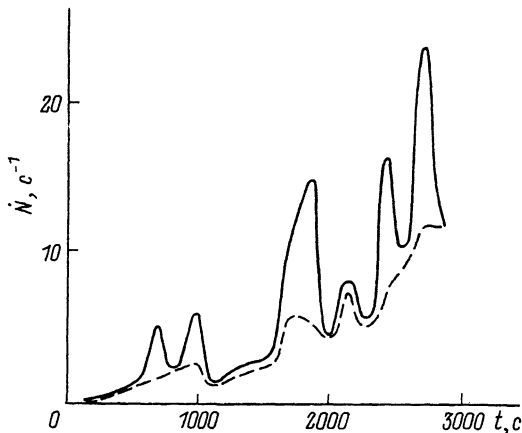


Рис. 2. Активность АЭ и активность первичного процесса АЭ (пунктир) в цинке.

ассоновское число интервалов до τ_k вычисляется на основе общего числа N и оказывается завышенным, т.к. его надо вычислять, исходя из числа $N - \Delta N$. Поэтому для определения λ_1 требуется несколько таких итераций. На рис. 2 показаны суммарная активность АЭ и активность первичного процесса для цинка. Строгое построение требует определения величины α и распределения λ_m и их изменения во времени.

Л и т е р а т у р а

- [1] Лексовский А.М. В сб.: Кинетика деформирования и разрушения композиционных материалов. Л., 1983, с. 112-132.
- [2] Брагинский А.П. - Препринт ИМФ № 18.86. Киев, 1986. 30 с.
- [3] Буйло С.И., Трипалин А.С. - Дефектоскопия, 1984, № 12, с. 76-81.
- [4] Ефремов М.И., Ржевкин В.Р. и др. В сб.: Акустическая эмиссия материалов и конструкций. Ростов-на-Дону, 1984, ч. 1, с. 139-140.
- [5] Ржевкин В.Р., Тишкин А.П. и др. В сб.: Акустическая эмиссия гетерогенных материалов. Л., 1986, с. 130-135.
- [6] Лексовский А.М., Азимов Ш.Ш. Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 5, с. 306-309.

- [7] К о в а л е н к о И.Н., К у з н е ц о в Н.Ю., Ш у р е н к о в В.М. Случайные процессы. Киев: Наукова думка, 1983. 366 с.
- [8] V e r e - J o n e s D. - J. Roy. Statist. Soc. B, 1970, v. 32, N 1, p. 1-62.
- [9] К у к с е н к о В.С., Т о м и л и н Н.Г., И б р а г и м о в И.И. Тезисы доклада 1У Всесоюзного семинара по горной геофизике. Боржоми, 1987.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
17 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 16

26 августа 1988 г.

ИЗМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК V_2O_5 И MoO_3 ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.В. М а н у х и н, О.А. П л а к с и н,
В.А. С т е п а н о в

В работе [1] экспериментально установлено, что облучение CO_2 лазером монокристаллов V_2O_5 при существенно низких температурах (~ 180 К) приводит к изменению оптических свойств в области ширины запрещенной зоны, связанному с образованием вакансий по кислороду. Кислородные вакансии являются центрами окраски и обуславливают термохромизм пленок V_2O_5 и MoO_3 [2]. В связи с этим в данной работе изучали влияние облучения CO_2 -лазером на свойства пленок V_2O_5 и MoO_3 .

Пленки напыляли в вакууме на тонкие (~ 50 мкм) прозрачные пластинки слюды-мусковит. Исходные пленки по данным электронномикроскопических исследований были поликристаллическими (размер зерен ~ 30 нм для V_2O_5 и ~ 15 нм для MoO_3). Изменения структуры пленок сравнивали с изменениями в спектре в области края фундаментального поглощения.

Край поглощения исходной пленки V_2O_5 (рис. 1) является значительно более пологим (размытым), чем для монокристалла. При облучении на воздухе пленки V_2O_5 с интенсивностью излучения лазера 5 Вт/см² в течение 40 секунд, а также при нагревании до температур выше 420 К, происходит окрашивание пленки. Окрашивание не сопровождается ростом зерен, но край поглощения становится более пологим и появляется длинноволновое поглощение. При облучении пленки с интенсивностью 10 Вт/см² в течение 150 секунд или нагревании выше 630 К происходит рекристаллизация, и образуются игольчатые по форме зерна (длиной ~ 1 мкм, шириной ~ 50 нм). Спектр рекристаллизованной пленки характеризуется