

УДК 548.4:539.2

©1993

## УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВУКОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТОНКИХ ТРЕЩИН

*Т.Н. Анцыгина, К.А. Чижко*

Исследовано угловое распределение звукового излучения, сопровождающего процесс распространения трещины в упругоизотропной среде. Показано, что характер этого распределения оказывается существенно различным в случаях хрупкого и вязкого разрушения. Таким образом, регистрация углового распределения акустической эмиссии трещин может быть использована в качестве инструмента для установления механизма растрескивания в реальных кристаллах.

Трещины, распространяющиеся в процессе деформации твердых тел, представляют собой источники мощной акустической эмиссии (АЭ) [1], имеющей специфическое пространственно-временное распределение. Это позволяет идентифицировать развитие трещин в кристаллах по данным регистрации АЭ и получить тем самым достоверную информацию о кинетике разрушения испытуемого материала.

Теоретическое описание АЭ трещин представляет собой достаточно сложную проблему. Традиционный подход здесь состоит в том, что строится решение динамической задачи теории упругости в среде с разрезом, удовлетворяющее определенным граничным условиям на его берегах, конфигурация которых изменяется с течением времени [2]. В рамках такого подхода, однако, трудно получить в замкнутом виде выражения для поля звукового излучения трещины.

Наряду с этим существует, как показано в [3,4], возможность решения интересующей нас задачи, опирающаяся на очевидную физическую модель, трактующую АЭ растущей трещины как звуковое излучение плоского дислокационного скопления переменной длины. При этом следует различать два по существу противоположных по физическому содержанию случая. Первый из них отвечает хрупкому растрескиванию [3], когда развитие дефекта может формально рассматриваться как процесс бездиффузионного восхождения краевых дислокаций, образующих плоское скопление. Последнее не является скоплением реальных решеточных дислокаций, а представляет собой набор непрерывно распределенных фиктивных дислокаций с бесконечно малыми векторами Бюргерса [5]. Плотность распределения таких дислокаций определяет смещение берегов трещины как функцию координат и времени. Второй случай [4] моделирует рост вязкой трещины, интерпретируя его как раскрытие берегов дефекта за счет «сваливания» в трещину реальных дислокаций, если дефектная структурная образца допускает наличие соответствующих дислокационных потоков. Для нас, однако, самым важным оказыва-

ется то, что и в первом, и во втором случае поля звукового излучения растущих трещин мы можем рассчитать, пользуясь представлением о дислокациях как об источниках упругих полей в кристалле и не заботясь об учете их конкретной природы, поскольку формально поля как реальных, так и фиктивных дислокаций описываются единым образом.

Рассмотрим трещину, раскрывающуюся в плоскости  $y = 0$  таким образом, что ее фронты представляют собой прямые линии, параллельные оси  $OZ$ ; центр совпадает с началом координат, а ширина равна  $2L(t)$  и является заданной функцией времени. Если скорость движения фронтов  $dL/dt \ll c$  ( $c$  — скорость звука в среде), то плотность дислокаций в скоплении, эквивалентном трещине, имеет вид

$$\rho_{zy}(x, y, t) = \frac{2ax\sigma(y)}{(L^2(t) - x^2)^{1/2}}, \quad a = (1 - \sigma)p_0/\mu, \quad (1)$$

где  $\mu$  — модуль сдвига и  $\sigma$  — коэффициент Пуассона среды;  $p_0$  — внешнее растягивающее напряжение, приводящее к раскрытию трещины. Остальные компоненты тензора плотности дислокаций  $\rho_{ik}$  в скоплении равны нулю.

Для поддержания переменной плотности дислокаций (1) в среде должны существовать дислокационные потоки, описываемые тензором плотности потока  $j_{ik}$ . Отличные от нуля в нашем случае компоненты этого тензора  $j_{xy}$  и  $j_{yy}$  связаны с  $\rho_{zy}$  уравнением непрерывности:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{zy} - \frac{\partial}{\partial y} j_{xy} + \frac{\partial}{\partial x} j_{yy} = 0. \quad (2)$$

При этом компонента  $j_{yy}$  определяет кинетику расширения трещины путем бездиффузионного восхождения дислокаций в эквивалентном скоплении. АЭ при таком процессе проанализирована в [3]. Компонента  $j_{xy}$  отвечает росту трещины, обусловленному аннигиляцией на ее берегах дислокаций, скользящих перпендикулярно или под некоторым углом к раскрывающимся поверхностям дефекта. АЭ, соответствующая такой модели роста, изучена в [4].

Динамика реальной трещины определяется, конечно, совместным действием двух перечисленных выше механизмов. При хрупком разрушении будет преобладать первый механизм, при усталостном (вязком) — второй, нуждающийся в подходе к трещине потоков скользящих дислокаций. Последовательная теория роста трещины в поле внешних напряжений должна, таким образом, учитывать также и некоторые детали дефектной структуры кристалла в целом. Во всяком случае ясно, что построение такой теории является сложной проблемой.

С другой стороны, вопрос может быть поставлен иначе: можно ли, регистрируя АЭ в эксперименте, выяснить по характеру наблюдаемой эмиссии, каким является расширение трещины — вязким или хрупким? Для этого необходимо произвести измерения так, чтобы выделить вклад каждого из механизмов при их совместном действии в данном материале при конкретных условиях нагружения.

Возможность идентификации механизмов эмиссии связана со спецификой их пространственно-временных и спектральных характеристиках. Эти характеристики различны для исследуемых нами случаев хрупкого

и вязкого роста трещины. На далеких расстояниях  $R \gg L (R = (x^2 + y^2)^{1/2})$  поля звукового излучения в обоих случаях имеют одинаковую структуру и представляют собой суперпозицию цилиндрических волн сдвига и сжатия [3,4]

$$\sigma_{ik}(\mathbf{R}, t) \sim \frac{1}{\sqrt{R}} \sum_{\lambda=l,t} \Psi_{ik}^{(\lambda)}(\mathbf{N}) F(t - \mathbf{R}/c_\lambda). \quad (3)$$

Здесь  $\sigma_{ik}$  — тензор напряжений в полях звукового излучения,  $c_l$  и  $c_t$  — соответственно скорости продольных и поперечных звуковых волн (среда предполагается неограниченной и изотропной),  $\mathbf{N} = \mathbf{R}/R$  — орт радиус-вектора точки наблюдения. Функции  $F(t)$  определяют пространственно-временную форму импульсов звукового излучения, а тензоры  $\Psi_{ik}^{(\lambda)}(\mathbf{N})$ , зависящие только от ориентации радиус-вектора  $\mathbf{R}$ , — угловое распределение излучения.

При экспериментальной идентификации методом АЭ механизма развития трещины решающее значение имеет выбор информативных параметров эмиссии. Наиболее просто регистрируется (например, путем скоростного осциллографирования) форма излучаемого импульса. Для хрупкой трещины она задается функцией [3].

$$F^B(t) \sim a \frac{\partial^2}{\partial t^2} L^2(t), \quad (4)$$

а для вязкой [4] — функцией

$$F^V(t) \sim a \left( \frac{L}{d} \right)^{1/2} \left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} L^2 + \frac{1}{2L} \frac{\partial L}{\partial t} \frac{\partial}{\partial t} L^2 \right), \quad (5)$$

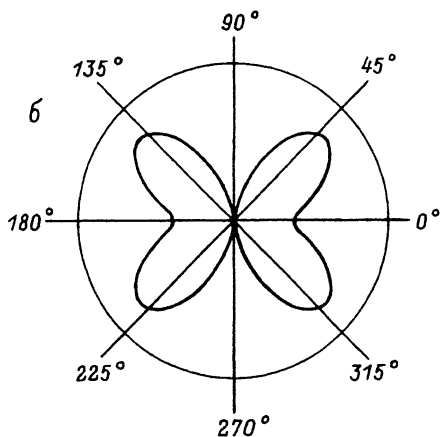
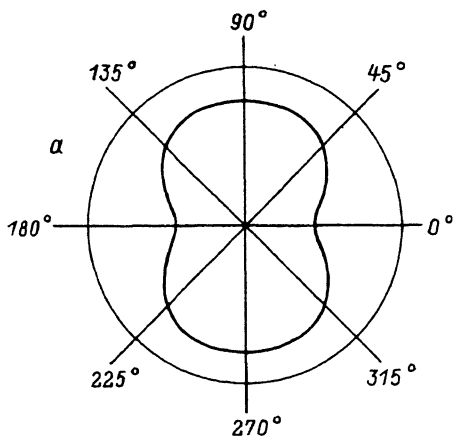
$d$  — длина концевой «клюва» трещины. Несмотря на очевидное и довольно значительное различие этих функций, в эксперименте практически невозможно с требуемой точностью восстановить указанные зависимости по причине малой длительности импульсов АЭ. Более перспективным является определение угловой зависимости полей излучения, т.е. восстановление  $\Psi_{ik}^{(\lambda)}(\mathbf{N})$ . Классическим примером такого подхода может служить работа [6], где исследовано угловое распределение излучения упругого двойника, выходящего на поверхность кристалла.

Для полной иллюстрации сделанных нами утверждений выпишем теперь в полном виде матрицы  $\Psi_{ik}^{(\lambda)}(N)$  для хрупких и вязких трещин. Для волн сжатия, излучаемых хрупкой трещиной, имеем [3]

$$\Psi_{ik}^{(l)B}(\varphi) = (1 - 2\gamma^2 \cos^2 \varphi) \begin{pmatrix} 1 - 2\gamma^2 \sin^2 \varphi & \gamma^2 \sin 2\varphi & 0 \\ -\gamma^2 \sin 2\varphi & 1 + 2\gamma^2 \cos^2 \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 + 2\gamma^2 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где  $\gamma = c_t/c_l$ ;  $\varphi$  — полярный угол, отсчитанный от оси  $OX$ . Для волн сдвига, излучаемых той же трещиной, получаем [3]

$$\Psi_{ik}^{(t)B}(\varphi) = \begin{pmatrix} -\gamma^2 \sin^2 2\varphi & \frac{1}{2}\gamma^2 \sin 4\varphi & 0 \\ \frac{1}{2}\gamma^2 \sin 4\varphi & \gamma^2 \sin^2 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$



Угловое распределение полей в продольной волне давления (компонента  $\sigma_{yy}$ ).  
 а — хрупкая трещина, б — вязкая трещина. В обоих случаях  $\gamma^2 = 0.33$ .

Аналогичные матрицы для вязких трещин получаем из [4]. Для волн сжатия

$$\Psi_{ik}^{(l)V}(\varphi) = \cos^2 \varphi \begin{pmatrix} 1 - 2\gamma^2 + 2 \cos^2 \varphi & \frac{1}{2} \sin 2\varphi & 0 \\ \frac{1}{2} \sin 2\varphi & 1 - 2\gamma^2 + 2 \sin^2 \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 - 2\gamma^2 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

для сдвиговых волн

$$\Psi_{ik}^{(t)V}(\varphi) = \sin \varphi \begin{pmatrix} \sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ -\cos 2\varphi & -\sin 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Различие между выражениями (6) и (8) очевидно. Это различие наглядно демонстрируется на рисунке, где представлены компоненты  $\Psi_{yy}^{(l)B}(\varphi)$  (а) и  $\Psi_{yy}^{(l)V}(\varphi)$  (б), отвечающие диаграммам направленности продольных волн напряжения, излучаемых хрупкой и вязкой трещинами. Излучение вязкой трещины, формируемое дислокациями, «стекающими» в раскрывающийся дефект, является чисто квадрупольным, если потоки дислокаций, аннигилирующих на обоих берегах трещины, равны друг другу. Излучение остается квадрупольным и в случае неравенства указанных потоков, если плоскости скольжения дислокаций перпендикулярны берегам дефекта. При наклонном падении дислокации на трещину в составе эмиссии появляется дипольная компонента, амплитуда которой зависит от угла падения (она максимальна при угле падения, равном  $\pi/4$  [7]). Излучение хрупкой трещины в отличие от описанной выше ситуации всегда является дипольным [4].

Экспериментальная регистрация углового распределения звукового излучения трещины имеет некоторые особенности по сравнению с таковой в случае упругого двойника [6]. Упругое двойникование является обратимой пластической деформацией, так что измерение интенсивности излучения может быть произведено одним датчиком в разных положениях относительно плоскости двойника при многократных циклических

нагружениях (как это сделано в [6]). В случае трещины угловое распределение должно регистрироваться набором датчиков, расположенных вокруг предполагаемого места разрушения. Однако такая постановка эксперимента, несмотря на относительную трудоемкость, имеет то преимущество, что наличие нескольких датчиков позволяет произвести локализацию дефекта с целью уточнения его пространственного положения в кристалле.

Работа поддержана Государственным фондом фундаментальных исследований ГКНТ при КМ Украины (тема 2/178, шифр «Двойник»).

### Список литературы

- [1] Jaffrey D. Sources of acoustic emission in metals. A Review. Pt 3. Non destructive Testing. Australia, 1979. P. 19-28.
- [2] Поручиков В.Б. Методы динамической теории упругости. М.: Наука, 1986. 328 с.
- [3] Чишко К.А. //ФТТ. 1989. Т. 31. № 3. С. 226-233.
- [4] Чишко К.А. //ФТТ. 1992. Т. 34. № 3. С. 551-557.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц. Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1965. 203 с.
- [6] Бойко В.С., Кривенко Л.Ф. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 1. С. 255-261.
- [7] Надик В.Д., Чишко К.А. // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 3. С. 381-389.

Физико-технический институт  
низких температур АН Украины  
Харьков

Поступило в Редакцию  
28 января 1993 г.