УДК 548.4 : 539.2

ИЗЛУЧЕНИЕ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН СДВИГА ПРЯМОЛИНЕЙНЫМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ В ИЗОТРОПНОЙ ПЛАСТИНЕ

К. А. Чишко

Получены выражения, описывающие звуковое излучение, формируемое из нормальных волн сдвига, испускаемых системой прямолинейных дислокаций, перпендикулярных границам упругоизотропного слоя. Дислокации, параллельные границам слоя, излучают нормальные волны сдвига лишь при наличии у них винтовой компоненты; этот случай сводится, таким образом, к рассмотренной ранее задаче об излучении нормальных волн сдвига винтовой дислокацией, параллельной границам пластины. Для дислокаций, перпендикулярных пластине, излучение состоит из двух компонент: переходного излучения, возникающего при возмущении поверхности концами выходящих на нее дислокаций, и тормозного излучения, обусловленного нестационарным перемещением дислокационных линий в объеме образца. Обе компоненты излучения представляются в виде суперпозиции бесконечного числа гармоник, каждая из которых в волновой зоне представляет собой цилиндрическую волну, распространяющуюся вдоль пластины со скоростью поперечного звука в неограниченной среде. Вектор скорости смещения точек среды в таких волнах лежит в плоскости, параллельной границам пластины. Проанализированы спектральный состав и пространственно-временная форма звукового излучения дислокаций.

Рассмотрим систему прямолинейных дислокаций, совершающих движение в изотропном слое толщиной $2h$. Ось $0X$ перпендикулярна границам $x=\pm h$ слоя. В составе звукового излучения (асимптотики поля скоростей смещений точек среды $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ и поля напряжений $\sigma_{ik}(\mathbf{r}, t)$ в волновой зоне) в пластине в общем случае присутствуют объемные волны сдвига и сжатия, волны Рэлея Лэмба и нормальные волны сдвига. Мы рассмотрим здесь звуковое излучение, формируемое из возбуждений последнего типа, которые обозначим как $v_i^{(N)}$ и $\sigma_{ik}^{(N)}$.

Для прямолинейных дислокаций, параллельных границам пластины, отлична от нуля только компонента скорости смещения точек среды, параллельная линиям дислокаций [1, 2]. Чисто краевые дислокации в такой геометрии не излучают нормальных волн сдвига; излучение смешанных дислокаций совпадает с излучением винтовой дислокации, проанализированным в [1].

Перейдем к системе прямолинейных дислокаций, линии которых в процессе движения остаются перпендикулярными границам пластины. Воспользовавшись результатами [2], представим спектральные компоненты поля скоростей смещения точек среды в волновой зоне на далеких расстояниях от излучающей системы в виде

$$v_\alpha^{(N)}(x, R, \varphi) = -\frac{\tau_{\alpha\beta}}{h\sqrt{2\pi R}} F_\beta^{\omega}(x, R), \tag{1}$$

где $\tau_{\alpha\beta}=\delta_{\alpha\beta}-N_\alpha N_\beta$; $\mathbf{N}=\mathbf{R}/R$ — орт радиус-вектора $\mathbf{R}$ в плоскости, параллельной границам пластины (греческие индексы α, β ... пробегают значения y и z); φ — полярный угол точки наблюдения, отсчитываемый в той же плоскости, а также

$$F_\beta^\omega(x,\ R) = 2i\omega \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\sin\left[(2n+1)\frac{\pi x}{2h}\right]}{\sqrt{is(\omega)\,k_n^{(2)}(\omega)}} \exp\left[-is(\omega)\,k_n^{(2)}(\omega)\,R\right] \times$$

$$\times \left\{d_{x\beta}^\omega(n) + \frac{is(\omega)\,k_n^{(2)}(\omega)}{\pi(2n+1)} N_\gamma d_{\beta\gamma}^\omega(n)\right\}. \quad (2)$$

Здесь

$$k_n^{(2)} = \left[\frac{\omega^2}{c_t^2} - \frac{\pi^2}{4h^2}(2n+1)^2\right]^{1/2}$$

мы сохраняем обозначения [2]), c_t — скорость поперечного звука, $s(\omega) = \mathrm{sign}\ \omega$, а $d_{ik}^\omega(n)$ — гармоники дипольного момента системы $d_{ik}(t)$, связанные соотношением

$$i\omega d_{ik}^\omega(n) = \int_0^\infty dRR \int_0^{2\pi} d\varphi j_{ik}^{s\omega}(R,\ \varphi,\ n) \quad (3)$$

с компонентами j_{ik}^s симметричной части тензора плотности потока дислокаций [3]. Гармоники $j_{ik}^{s\omega}(R,\ \varphi\ |\ n)$ образуются заменой $k_y = k_n^{(2)} \cos\varphi$, $k_z = k_n^{(2)} \sin\varphi$ компонент волнового вектора $\mathbf{k}$ в фурье-трансформантах $j_{ik}^{s\omega}(k)$ [2] (напомним, что дислокационные потоки не зависят от координаты x). Спектральные компоненты поля скоростей выписаны в дипольном приближении (нулевом по параметру $L/R \ll 1$ [4], где L — характерный размер излучающей системы). Поле напряжений в волновой зоне связано с (1) законом Гука и имеет компоненты

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(N)\omega}(x,\ R,\ \varphi) = \frac{i\rho c_t^2}{\omega h\sqrt{2\pi R}} (\tau_{\alpha\gamma}N_\beta + \tau_{\beta\gamma}N_\alpha) \frac{\partial}{\partial R} F_\gamma^\omega(x,\ R), \quad (4)$$

где ρ — плотность среды. Остальные компоненты $\sigma_{ik}^{(N)}$ не относятся к полям излучения для нормальных волн сдвига.

Спектральные компоненты (1), (4) представляют собой поперечные диспергирующие цилиндрические волны, поляризованные в плоскости, параллельной граням пластины; этот результат вполне очевиден с учетом симметрии задачи. Амплитуды гармоник полей излучения содержат по два слагаемых: первое из них, пропорциональное $d_{x\beta}^\omega$, описывает переходное излучение, обусловленное возмущением поверхности концами выходящих на нее дислокаций. Второе слагаемое, зависящее от $d_{\beta\gamma}^\omega$, относится к тормозному излучению дислокационных линий, движущихся в объеме пластины. По этой причине переходное излучение может генерироваться только дислокациями с отличной от нуля винтовой компонентой, а тормозное — с отличной от нуля краевой.

Пространственно-временна́я форма излучения получается обратным преобразованием Фурье по времени в спектральных компонентах (1), (4)

$$v_\alpha^{(N)}(\mathbf{r},\ t) = -\frac{\tau_{\alpha\beta}}{\pi h\sqrt{2R}} F_\beta\left(x,\ R,\ t - \frac{R}{c_t}\right), \quad (5)$$

где

$$F_\beta(x,\ R,\ t) = 2\int_{-\infty}^{t} \frac{dt'}{\sqrt{t-t'}} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \sin\left[(2n+1)\frac{\pi x}{2h}\right] \times$$

$$\times \cos\left[\frac{\pi c_t(2n+1)}{2h}\sqrt{2R(t-t')}\right]\left[\dot{d}_{x\beta}(n\,|\,t') + \frac{hN_\gamma \ddot{d}_{\beta\gamma}(n\,|\,t')}{\pi c_t(2n+1)}\right], \quad (6)$$

а через $d_{ik}(n\ |\ t)$ обозначены Фурье-оригиналы гармоник $d_{ik}(t)$. Поле напряжений при этом имеет вид

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(N)}(r,\ t) = \frac{\rho c_t}{\pi h\sqrt{2R}} (\tau_{\alpha\gamma}N_\beta + \tau_{\beta\gamma}N_\alpha) F_\beta\left(x,\ R,\ t - \frac{R}{c_t}\right). \quad (7)$$

Таким образом, видно, что гармоники полей излучения представляют собой цилиндрические волны, распространяющиеся от источника со скоростью поперечного звука. Переходное излучение пропорционально производной по времени от компонент $d_{x\beta}$ дипольного момента системы, а тормозное — вторым производным по времени от компонент $\alpha_{\alpha\beta}$ того же тензора. Характер зависимости амплитуды переходного излучения от скорости изменения дипольного момента системы согласуется с полученными ранее результатами [1, 5].

В работах [6, 7] выполнено экспериментальное исследование звукового излучения дислокационных скоплений и трещин в кристаллических пластинах. Сопоставляя условия опытов [6, 7] с полученными в настоящей работе результатами, можно утверждать, что излучение скоплений (двойников) и трещин, перпендикулярных границам пластины, является тормозным, поскольку у них отсутствуют винтовые компоненты. В случае же двойников, зарождающихся и аннигилирующих на поверхности пластины [7], нормальные волны сдвига не возбуждаются вовсе, поскольку соответствующее скопление состоит из краевых дислокаций.

Весьма важным является вопрос об идентификации излучения нормальных волн сдвига в эксперименте. Главные члены волновых асимптотик (5), (7) представляют собой пакеты, распространяющиеся со скоростью поперечного звука c_t, вследствие чего их трудно отделить от объемных сдвиговых волн (если такие присутствуют в составе излучения). Для идентификации нормальных волн необходимо регистрировать наряду с основной гармоникой еще два-три обертона: с ростом номера гармоники n растут дисперсионные поправки к скорости c_t ее распространения, благодаря чему можно выделить искомую компоненту излучения (объемные волны являются бездисперсионными). Задача эта, однако, сложна по той причине, что на распространение высокочастотного звука сильно влияют собственные дисперсионно-диссипативные свойства среды, так что спектральные компоненты гармоник сигнала в реальном кристалле могут заметно отличаться от (1) и (4), причем отличие становится более существенным с ростом номера гармоники n. Таким образом, для эффективного исследования динамики дислокаций методом акустической эмиссии необходимо иметь точное представление о характере излучения определенного дефекта в конкретной геометрии образца. Настоящая работа дает пример такого подхода; при необходимости ее результаты могут быть уточнены, в частности могут быть получены дисперсионные поправки к скоростям распространения гармоник и оценен их вклад в пространственно-временные характеристики звуковых импульсов, излучаемых движущимися в пластине дислокациями.

Список литературы

[1] Чишко К. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 223—229.
[2] Чишко К. А. // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 3. С. 100—115.
[3] Косевич А. М. Дислокации в теории упругости. Киев: Наукова думка, 1978. 219 с.
[4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.
[5] Нацик В. Д., Чишко К. А. // Акуст. журн. 1982. Т. 26. № 2. С. 421—429.
[6] Бойко В. С., Кривенко Л. Ф. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 3. С. 716—723.
[7] Бойко В. С., Кривенко Л. Ф. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 1. С. 253—261.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
27 июня 1990 г.
В окончательной редакции
5 июня 1991 г.