УДК 534.232:539.1.04

© 1990 г.

И. В. Барьяхтар, А. Е. Чубыкалов

ГЕНЕРАЦИЯ ФОНОНОВ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ СКАНИРУЮЩИМ ПУЧКОМ ПРОНИКАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ. УЧЕТ ЗАТУХАНИЯ И ДИСПЕРСИИ

Среди различных механизмов генерации звука в твердом теле (ТТ) определенный интерес представляет черенковский механизм (см. [1, 2]). В работах [3, 4] теоретически на основе уравнений теории упругости были исследованы эффекты излучения звуковых поверхностных [3] и объемных [4] звуковых волн черенковским источником, возникающим из-за воздействия на ТТ сканирующего пучка проникающего излучения (СППИ). Настоящая работа посвящена исследованию процессов излучения объемных звуковых волн СППИ используя квазичастичный подход, что позволяет естественным образом учесть затухание и дисперсию фононов.

Пусть на поверхность полубесконечного твердого тела падает СППИ, в результате воздействия которого происходит локальное изменение температуры тела ΔT, движущееся со скоростью v, что в свою очередь приводит к возникновению движущейся локальной деформации (ДЛД). ДЛД и будет рассматриваться в качестве источника фононов. Если не интересоваться поверхностными эффектами, то в силу симметрии задачи излучение фононов рассматривается в бесконечном твердом теле, при этом поверхность считается плоским дефектом. В зависимости от глубины проникновения l_0 пучка, а также от его поперечного сечения могут рассматриваться три случая: а) сечение представляет собой узкую полоску шириной $r_0 \ll L$ (L – характерный размер тела) и длиной $x_0 \sim L$ при $l_0 \sim L$ – формируются одномерные волны, б) сечение пучка – круг радиуса r_0, $l_0 \sim L$, $r_0 \ll L$ – двумерные волны, в) $l_0 \sim r_0$ и l_0, $r_0 \ll L$ – трехмерные волны соответственно. Для того чтобы описать процесс генерации фононов ДЛД, необходимо получить гамильтониан взаимодействия ДЛД с фононами, для чего запишем выражение для свободной энергии деформированного твердого тела [5]:

$$F = F_0 - K\alpha(\partial u_l/\partial x_l)\Delta T, \tag{1}$$

где u_l – вектор смещения, $\Delta T = \Delta T(x - vt)$, K – модуль всестороннего сжатия, α – коэффициент теплового расширения. Используя (1), стандартным образом [5] получим гамильтониан

$$H_{\text{int}} = \sum_{q} U_{\mathbf{q}}(a_{\mathbf{q}} - a_{\mathbf{q}}^{+})\exp(i\mathbf{q}\mathbf{v}t), \tag{2}$$

где $U_{\mathbf{q}} = iK\alpha\Delta T(\mathbf{q})\sqrt{\hbar V}/\sqrt{2\omega_{\mathbf{q}}\rho}$, $\Delta T(\mathbf{q})$ – фурье-образ $\Delta T(\mathbf{x})$, $\omega_{\mathbf{q}}$ – частота фонона с волновым вектором $\mathbf{q}$, ρ – плотность вещества, V – объем системы, $a_{\mathbf{q}}^{+}$ и $a_{\mathbf{q}}$ – операторы рождения и уничтожения фононов. В дальнейшем, учитывая, что вид $\Delta T(\mathbf{x})$ принципиально не влияет на результаты, выберем $\Delta T(\mathbf{x}) = \Delta T_0$ при $|\mathbf{x}| \leqslant r_0$ и $\Delta T(\mathbf{x}) = 0$ при $|\mathbf{x}| > r_0$. Генерация фононов приводит к изменению энергии фононной подсистемы, интенсивность этого процесса может быть описана как скорость изменения энергии фононов $\dot{E}$ за счет их взаимодействия с ДЛД. Используя (2) и следуя термодинамической теории возмущений (см. [6]), получим

$$\dot{E} = V(2\pi)^{-2}\hbar^{-4}\int |U_{\mathbf{k}}|^2\varepsilon_{\mathbf{k}}\delta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mathbf{k}\mathbf{v})\,dk, \tag{3}$$

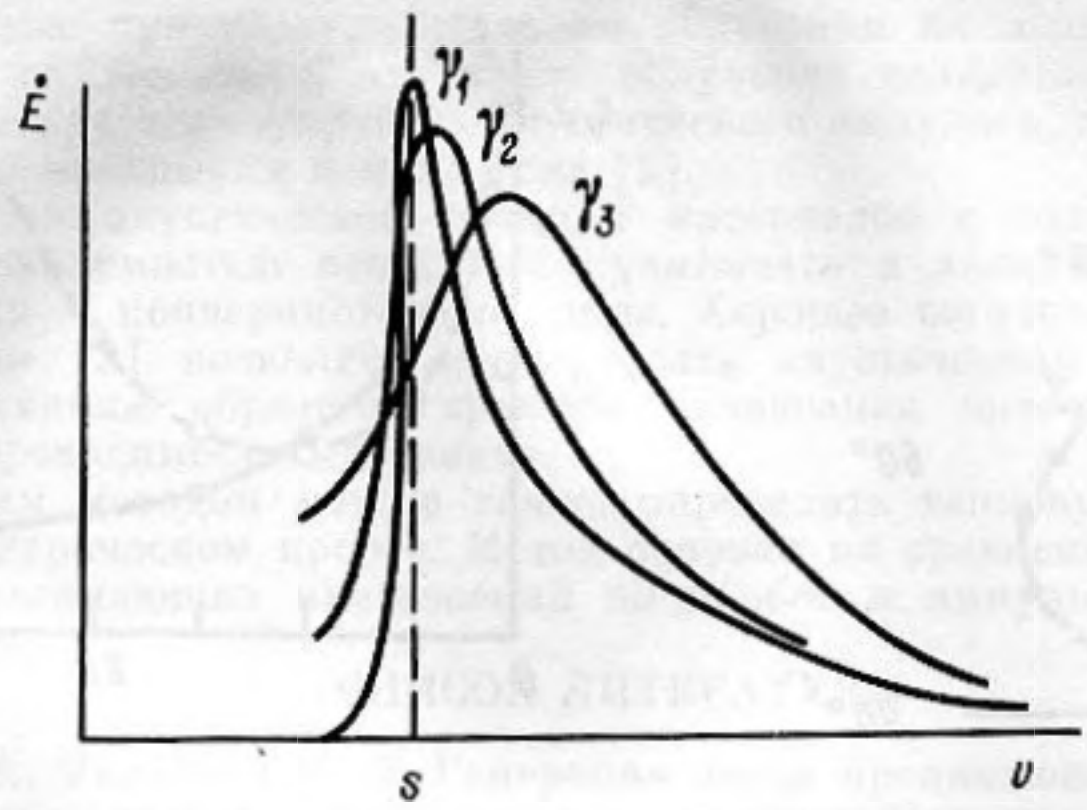
где $\varepsilon_k = \hbar k$ – энергия фонона, $\mathbf{k}$ – квазиимпульс. Рассмотрим случай без дисперсии ($\omega_{\mathbf{q}} = sq$, $q = |\mathbf{q}|$, s – скорость звука). Для одномерного случая из (3) получим

$$\dot{E}_{1D} = (\pi K\alpha\Delta T_0 r_0)^2(2\rho s a^2)^{-1}\int\limits_{r_0/L}^{\pi r_0/a}(\sin y)^2\delta\left(y - \frac{v}{s}y\right)dy, \tag{4}$$

где $y = qr_0$, a – постоянная решетки, а $\dot{E}_{1D}$ отнесено к единице поверхности источника. Очевидно, что излучение имеет место, если $v = s$ при этом $\dot{E}_{1D} \to \infty$, что согласуется с результатами работы [3]. В трехмерном случае, переходя в (3) к сферическим координатам, имеем

$$\dot{E}_{3D} = 4\pi(K\alpha\Delta T_0 r_0)^2(\rho v)^{-1}\int\limits_{r_0/L}^{\pi r_0/a}(\sin y - y\cos y)^2 y^{-3}\,dy, \tag{5}$$

причем для двумерного случая выражение для $\dot{E}_{2D}$ отличается от (5) лишь множителем 2π. Очевидно, что расходимость в (4) связана со спецификой одномерной задачи и требует выхода за рамки используемой модели – учета дисперсии и затухания. Действительно, уже учет дисперсии ($\omega_{\mathbf{q}} = sq(1 - \sigma(qa)^2)$ приводит к конечному значению $\dot{E}_{1D}$.



Зависимость $\dot{E}_{3D}(v)$ при различных значениях релаксационной константы γ, $\gamma_1<\gamma_2<\gamma_3$ в трехмерном случае (схематически)

Учтем теперь затухание фононов «размазав» δ-функцию в (3):

$$\delta(\varepsilon_{\mathbf{k}}-\mathbf{kv})\to\frac{1}{\hbar\pi}\frac{\Gamma(\mathbf{q})}{(\omega_{\mathbf{k}}-\mathbf{qv})^2+\Gamma^2(\mathbf{q})}. \tag{6}$$

Здесь $\Gamma(\mathbf{q})$ – ширина линии фонона, которая в случае механизма затухания Ландау – Румера, т. е. при $\omega\tau_{\text{рел}}\gg1$, определяется как $\Gamma(\mathbf{q})=\gamma q$. При этом должно выполняться условие $v\gg r_0/\tau_{\text{рел}}$.

Зависимость $\dot{E}=\dot{E}(v)$ для трехмерного источника при различных значениях релаксационной константы γ изображена схематически на рисунке. Из графика $\dot{E}_{3D}=\dot{E}_{3D}(v)$ видно, что максимум кривой уменьшается и смещается в сторону увеличения v с ростом γ. Аналогом этого эффекта в механике является смещение частоты вынужденных колебаний маятника при учете трения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Залюбовский И. И., Калиниченко А. И., Лазурик В. Т.* Введение в радиационную акустику. Харьков: Вища школа, 1986.
2. *Лямшев Л. М.* Радиационная акустика. М.: Наука, 1987.
3. *Дыхне А. М., Рысев Б. П.* О возможности возбуждения упругих поверхностных волн большой амплитуды в твердом теле при тепловом воздействии лазерного излучения // Поверхность: физика, химия, механика. 1983. № 6. С. 17–21.
4. *Лямшев Л. М., Челноков Б. И.* К вопросу о генерации звука в твердом теле импульсным движущимся термоакустическим источником радиационного происхождения // Акуст. журн. 1987. Т. 33. Вып. 6. С. 1083–1090.
5. *Косевич А. М.* Теория кристаллической решетки. Харьков: Вища школа, 1988.
6. *Ахиезер А. И., Пелетминский С. В.* Методы статистической физики. М.: Наука, 1977.

Харьковский государственный университет им. А. И. Горького

Поступило в редакцию 23.05.90

УДК 534.232:539.1.04

© 1990 г.

Г. И. Геринг, Н. А. Елисеев, В. С. Ковивчак

РАДИАЦИОННО-АКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ВЫСОКООМНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ, ОБЛУЧАЕМЫХ СИЛЬНОТОЧНЫМИ ПУЧКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ

В задачах радиационного материаловедения с целью прогнозирования поведения высокоомных диэлектриков, облучаемых сильноточными электронными пучками (СЭП), необходимо исследовать влияние основных факторов воздействия на потерю механической и электрической устойчивости твердых тел. Для этого используется радиационно-акустический метод, основанный на исследовании параметров акустических импульсов, генерируемых под действием излучения в материале.