

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ КОНЦЕНТРИРОВАНИЯ ПОТОКА УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН

Новиков В. В., Черюзатонский Л. А.

В настоящее время для экспериментального наблюдения анизотропии потока энергии баллистических фононов используется, как правило, метод тепловых импульсов [1]. В этом методе источником фононов служит малая (~ 100 мкм), нагреваемая внешним источником, область кристалла, а излучаемые фононы имеют поминирующую частоту $\nu \sim 100$ ГГц (энергия ~ 5 К). Соответственно для установления баллистического режима распространения требуются гелиевые температуры, а для детектирования — сверхпроводящие болометры. Поэтому метод тепловых импульсов неприменим для наблюдения температурной динамики фононного концентрирования в кристаллах.

Для этой цели вполне пригодны ультразвуковые (УЗ) волны, длина свободного пробега которых даже при температуре $T=300$ К может превышать 10 см [2]. Изменяя температуру исследуемого кристалла, можно наблюдать все богатство картин концентрирования, описанное в работах [3, 4]. Отметим, что в кубических кристаллах наибольшее разнообразие картин концентрирования следует ожидать для медленных поперечных колебаний в кристаллах NaCl и LiF [4]. Кроме температурной динамики на УЗ-волнах можно наблюдать изменение картин концентрирования при различных внешних воздействиях на кристалл в широком диапазоне температур: приложение давления, электрического и магнитного полей и др.

Другой интересной возможностью, которая открывается при переходе к УЗ-волнам, является анализ поправок к современной теории концентрирования и наблюдение тонкой структуры каустических зон. Современная теория концентрирования основывается на концепции траектории фонона или на приближении геометрической оптики. Конечность длины волны вносит поправки к предсказываемой этой теорией картине фононной интенсивности. Наибольшие поправки будут в направле-

Показатели	(100)-плоскость		(110)-плоскость	
	Si	Ge	Si	Ge
θ_g , град	6,8	9,4	9,6	10,4
a_{30}	0,91	1,01	-0,85	-1,05
ξ^* , мкм	1,3	1,0	1,3	1,0
ξ , мкм	130,0	100,0	130,0	100,0

ниях каустик, где приближение геометрической оптики не работает. Но для наблюдения таких поправок требуются источники и приемники с размерами, не превышающими размеров каустических зон. Как показал Марис [5], для тепловых фононов ($\nu=100$ ГГц, $r=1$ см) эти размеры составляют 1 мкм, что нужно сравнить с характерным размером ~ 200 мкм для детекторов [1].

Оценим размеры каустической зоны, возникающей при баллистическом распространении УЗ-волн. В простейшем случае катастрофы складка (в нуль обращается одна из главных кривизн поверхности медленности) амплитуда волны дается выражением [5]:

$$u(r) = r^{-5/6} \text{Ai}(x_1/\xi); \quad (1)$$

здесь $\xi = (3a_{30}r/q_0^2)^{1/3}$; $\text{Ai}(z)$ — функция Эйри; r — расстояние; q_0 — волновое число; x_1 — расстояние, перпендикулярное направлению наблюдения; a_{30} — характеризует кривизну поверхности медленности. Функция $\text{Ai}(z)$ есть осциллирующая функция z , а величина ξ есть расстояние до ее первого максимума, принимаемое за размер каустической зоны. Если детектор (или источник) больше ξ , то принимаемый сигнал усредняется по нескольким периодам $\text{Ai}(z)$ и каустическая зависимость (1) «замазывается».

В качестве примера рассчитано ξ для медленной поперечной моды УЗ-волн с частотой $\nu=100$ МГц и расстояния распространения $r=1$ см в кристаллах Si и Ge. Результаты расчетов приведены в таблице (θ_g — угол между осью [001] и вектором групповой скорости). Для сравнения там же приведены размеры каустической зоны (ξ^*) для тепловых фононов [5]. Видно, что для изучения структуры каустической зоны необходимы источники и детекторы размером $L < 100$ мкм. Такие размеры вполне приемлемы для современной техники возбуждения и приема ультразвука. Отметим, что каустическая зона катастрофы складка является наихудшим случаем для наблюдения, поскольку каустики катастроф более высокого порядка имеют значительно большие размеры [6].

Для наблюдения можно предложить экспериментальную схему, в которой источник закреплен на одной из граней кристалла, а подвижный детектор сканирует противоположную грань или подвижный источник сканирует грань кристалла,

а детектор закреплен на противоположной грани кристалла. Отметим, что вторая схема аналогична схеме, которую применили Нортроп и Вольф [1]; эта схема требует пересчета принимаемого сигнала на конфигурацию «неподвижный источник и сканирующий детектор». В качестве неподвижного источника или детектора можно использовать преобразователи, аналогичные описанным в работе [7]: размеры — 10 мкм, $\nu=1$ ГГц на кристалле GaP; размеры — 100 мкм, $\nu=100$ МГц на кристалле TeO₂. На роль сканирующего источника можно предложить луч лазера, сфокусированный на поверхность кристалла [8, 9]. В качестве сканирующего детектора (или источника) интересно использовать акустический микроскоп [10], фокусное пятно которого может иметь размеры ~ 1 мкм.

Наблюдение картин концентрирования УЗ-волн может стать универсальным методом исследования и контроля упругой анизотропии кристаллов при различных внешних условиях. Отметим, что направления максимального концентрирования соответствуют минимальной дифракционной расходимости УЗ-пучка [11]. Все это важно для создания высокоэффективных акустоэлектронных и акустооптических устройств.

Авторы благодарны Гуляеву Ю. В. за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Northrop G. A., Wolfe J. P. Phonon imaging Theory and applications // Nonequilibrium Phonon Dynamics/Ed. by Bron W. E., N.-Y., Plenum. 1985. P. 165–242.
2. Акустические кристаллы. Справочник/Под ред. Шаскольской М. П. М.: Наука, 1982. С. 65.
3. Every A. G. Ballistic phonons and the shape of the ray surface in cubic crystals // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. № 6. P. 3456–3467.
4. Новиков В. В., Чернозатонский Л. А. Катастрофы фононного концентрирования в кубических кристаллах // ФТТ. 1986. Т. 28. № 7. С. 2238–2240.
5. Maris H. J. Effect of finite phonon wavelength on phonon focusing // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. № 12. P. 7033–7037.
6. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Каустики, катастрофы и волновые поля // УФН. 1983. Т. 141. № 4. С. 591–626.
7. Guilfoyle P. S. Systolic acousto-optic binary convolver // Optical Engineering. 1984. V. 23. № 1. P. 20–25.
8. Tam A. C., Coufal J. Photoacoustic generation and detection of 10-ns acoustic pulses in solids // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 42. № 1. P. 33–35.
9. Деев В. И., Пятаков А. С. Оптическая генерация звука в фотопроводящем пьезоэлектрике // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 15. С. 928–932.
10. Quate C. F., Atalar A., Wickramasinghe H. K. Acoustic microscopy with mechanical scanning: A Review // Proc. IEEE. 1979. V. 67. № 7. P. 1092–1114.
11. Новиков В. В., Чернозатонский Л. А. Типы концентрирования поверхностных фононов // ФТТ. 1986. Т. 28. № 2. С. 419–423.

Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений

Поступило в редакцию
24.VI.1987