

ЛУЧЕВЫЕ СПЕКТРЫ И СТРУКТУРА АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ
В КРИСТАЛЛЕ ПАРАТЕЛЛУРИТА

А.А. Ермаков, В.И. Балакший, С.Н. Манцевич
 Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
 физический факультет, Москва, Россия
 aa.ermakov@physics.msu.ru

В настоящее время для создания акустооптических устройств видимого, а также ближнего и среднего ИК диапазонов спектра в основном используются кристаллы парателлуриата (TeO_2). Широкое применение этого материала обусловлено чрезвычайно высоким значением акустооптического качества M . Максимальное значение качества $M_{\text{max}} = 1200 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$ достигается при распространении сдвиговой акустической моды в направлении $[110]$ кристалла [1]. Однако в практических устройствах этот срез практически не используется из-за сильно неоднородной структуры пучка, возникающей из-за уникально большой акустической анизотропии вблизи направления $[110]$.

Целью данной работы являлось исследование на примере кристалла парателлуриата влияния акустической анизотропии кристаллической среды на структуру акустических пучков. Для характеристики этого влияния введено понятие лучевого спектра, определяющего распределение акустической мощности в дальней зоне дифракции [2,3]. Количественные расчеты выполнены для двух акустических мод – медленной (мода 3) и быстрой (мода 1), распространяющихся в плоскости (001) кристалла парателлуриата. Эта плоскость характеризуется уникально большой величиной акустической анизотропии для медленной моды.

В расчетах использовалась сферическая система координат с азимутальным углом ϕ , отсчитываемым от кристаллографической оси X в плоскости (001), и полярным углом θ , отсчитываемым от оси Z к плоскости (001). Поскольку ось Z является поворотной осью симметрии кристалла четвертого порядка, картина повторяется через угол $\phi = 90^\circ$. Симметрия сечения поверхности медленностей $S(\phi, \theta)$ плоскостью (001) позволила ограничиться рассмотрением углов ϕ в диапазоне от 45° до 90° .

На рис. 1 представлены углы сноса акустической энергии χ для разных направлений распространения акустических волн, рассчитанные по формуле

$$\text{tg}\chi = \frac{dS(\phi)}{d\phi} / S(\phi). \quad (1)$$

Для моды 1 угол сноса достигает максимального значения $\chi_{1m} = 35.5^\circ$ при $\phi_{1m} = 84.52^\circ$, а для моды 3 соответствующие значения равны $\chi_{3m} = 74.2^\circ$

и $\phi_{3m} = 52.9^\circ$.

На практике мы всегда имеем дело с пучками конечной ширины. Такой пучок можно представить в виде суперпозиции плоских волн, имеющих разную амплитуду, фазу и направление распространения. Если пучок создается однородным преобразователем квадратной формы со стороной l , то его угловой спектр имеет вид:

$$A(\phi, \theta) = a_0 l^2 \operatorname{sinc} \left[\frac{fl}{V} (\phi - \phi_0) \right] \operatorname{sinc} \left[\frac{fl}{V} (\theta - \theta_0) \right], \quad (2)$$

где a_0 – амплитуда, ϕ_0 и θ_0 – углы, задающие направление волновой нормали для осевой компоненты акустического пучка в сферической системе координат, ϕ и θ – углы для остальных компонент пучка. Из-за различия в углах ϕ и θ различные компоненты пучка приобретают в анизотропной среде различный снос. Вследствие этого структура пучка изменяется.

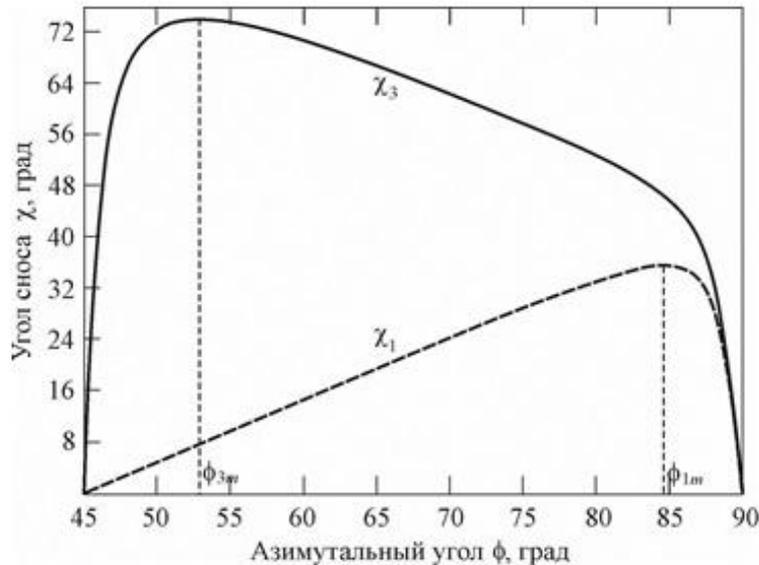


Рис. 1. Углы сноса для быстрой (χ_1) и медленной (χ_3) мод в плоскости (001)

В работе проведен расчет лучевых спектров $A_r(\phi, \theta)$ для акустических пучков, распространяющихся в плоскости (001) кристалла парателлурита. Методика расчета заключалась в следующем: для каждой плосковолновой компоненты спектра (2) находилось направление вектора Умова-Пойнтинга, и по этим результатам строился угловой спектр мощности $|A_r(\phi, \theta)|^2$. Далее находились коэффициенты анизотропии как отношение $\kappa = \Delta/\delta$, где Δ и δ – угловая ширина функций A_r и A по уровню 3 дБ соответственно. Коэффициенты анизотропии κ_ϕ и κ_θ характеризуют изменение расходимости пучков вследствие анизотропии среды соответственно в плоскости (001) (продольная деформация спектра) и в плоскостях, пер-

пендикулярных (001) (поперечная деформация) (рис. 2).

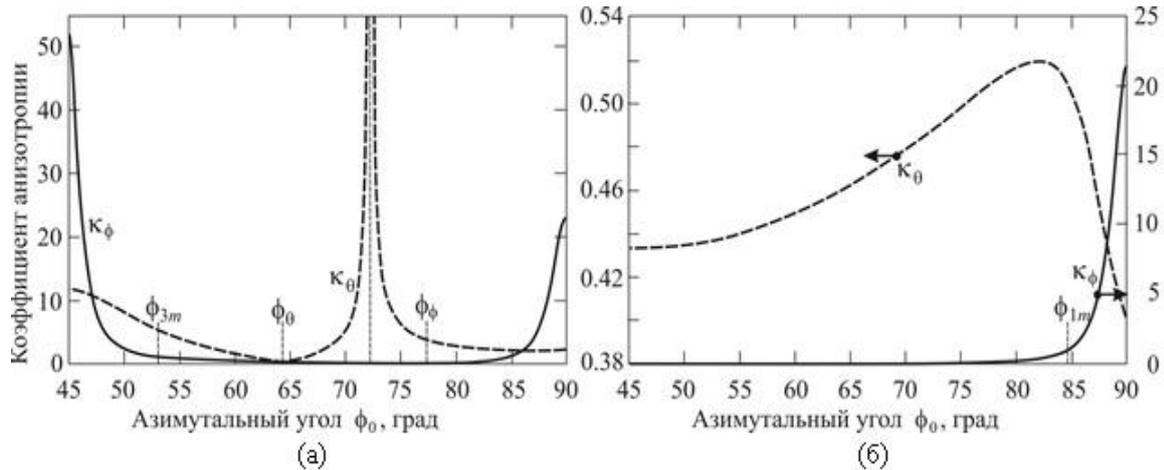


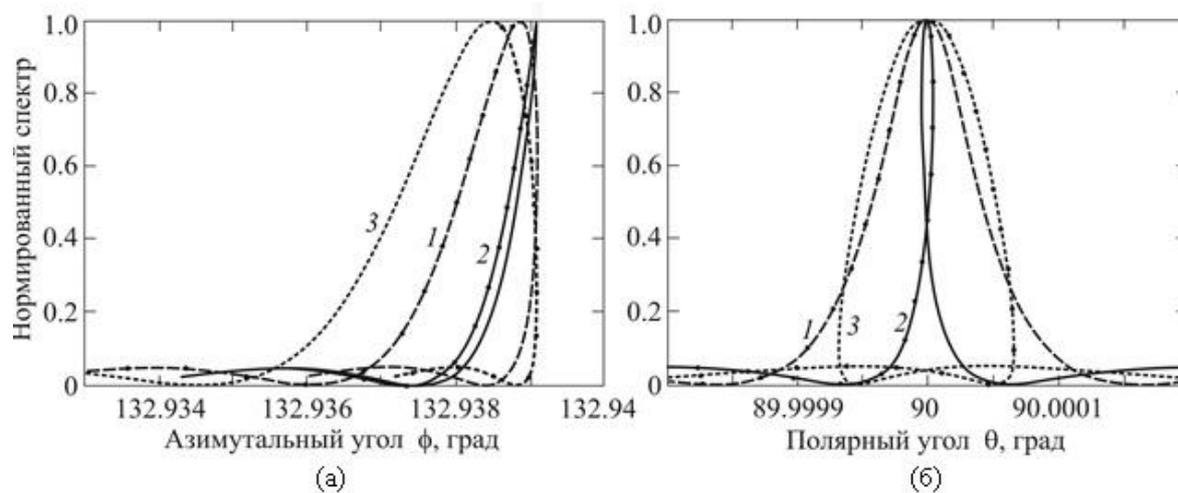
Рис. 2. Коэффициенты продольной (κ_ϕ) и поперечной (κ_θ) анизотропии в плоскости (001) кристалла парателлурифта для медленной (а) и быстрой (б) мод

Установлено, что для медленной моды в области $52.9^\circ < \phi_0 < 84.9^\circ$ коэффициент $\kappa_\phi < 1$ (акустическая анизотропия уменьшает расходимость пучка по сравнению с дифракционной), а в остальных точках диапазона $45^\circ \leq \phi_0 \leq 90^\circ$ коэффициент $\kappa_\phi > 1$ (расходимость пучка больше дифракционной). Максимальное уширение пучка имеет место в направлении [110] и составляет 52 раза. Коэффициент поперечной анизотропии для этой моды меньше единицы в диапазоне $61.4^\circ < \phi_0 < 66.5^\circ$. Для быстрой моды максимальное значение $\kappa_\phi = 21.4$ получается при распространении пучка по оси X или Y. Для поперечной анизотропии во всей области углов ϕ_0 коэффициент $\kappa_\theta < 1$.

Особое внимание было уделено направлениям, где кривизна поверхности медленностей меняет знак и имеет место эффект предельной автоколлимации пучка. Для медленной моды в плоскости (001) есть два таких направления: под углом $\phi_\theta = 77.34^\circ$ с коллимацией пучка в плоскости (001) и под углом $\phi_\theta = 64.277^\circ$ с коллимацией в плоскости, ортогональной (001). В последнем случае расходимость пучка, благодаря акустической анизотропии, оказывается меньше дифракционной в обеих плоскостях главных кривизн. Так как знак кривизны сечения поверхности медленностей плоскостью (001) для быстрой акустической моды нигде не меняется, то для неё отсутствуют точки автоколлимации пучка.

Установлено, что лучевой спектр сохраняет свою форму везде, за исключением областей автоколлимации. В этих областях имеет место сильная деформация лучевого спектра с его инверсией. При этом в направлении $\phi_\theta = 64.277^\circ$ характер инверсии таков, что сохраняется симметрия спектра, тогда как в направлении $\phi_\theta = 77.34^\circ$ спектр становится

сильно несимметричным (рис. 3).



а: $\phi_0 = 77.21^\circ$ (1), 77.34° (2), 77.6° (3);

б: $\phi_0 = 64.274^\circ$ (1), 64.2766° (2), 64.279° (3)

Рис. 3. Лучевые спектры $|A_r(\phi)|^2$ (а) и $|A_r(\theta)|^2$ (б) акустических пучков, распространяющихся при разных направлениях ϕ_0 осевой компоненты пучка

ЛИТЕРАТУРА

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. – М.: Радио и связь, 1985.
2. Балакший В.И., Манцевич С.Н. Распространение акустических пучков в кристалле парателлурита. // Акуст. ж. 2012. Т. 58. № 5. С. 600–609.
3. Ермаков А.А. Лучевые спектры акустических пучков в кристалле парателлурита. // Труды 5-й Международной конф. «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации», Суздаль, 2012, с.165-169.