АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1997, том 43, № 2, с. 156–161

УДК 548.0:534.2

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПУЧКОВ КВАЗИПОПЕРЕЧНЫХ УПРУГИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛЕ ПАРАТЕЛЛУРИТА

© 1997 г. **В. Н. Белый, Н. С. Казак, В. К. Павленко, Е. Г. Катранжи, С. Н. Курилкина**

Институт физики Академии наук Беларуси
220072 Минск, пр. Ф. Скорины, 70

Поступила в редакцию 15.02.95 г.

Рассмотрено влияние анизотропии поверхности волновых векторов парателлурита на дифракционную расходимость пучков квазипоперечных упругих волн в окрестности особого направления [110]. Получены аналитические выражения для главных значений тензора кривизны, характеризующих дифракционное расплывание пучков в координатных плоскостях (001) и $(1\bar{1}0)$. Экспериментально исследовано изменение направления и формы пучка при его сканировании в окрестности направления [110].

Акустооптическое взаимодействие в одноосном положительном кристалле парателлурита (TeO_2) используется в разнообразных устройствах обработки информации: дефлекторах и модуляторах светового луча, фильтрах и спектроанализаторах [1]. Его широкое применение в акустооптике обусловлено малой скоростью волны, распространяющейся вблизи направления [110] и поляризованной вдоль $[1\bar{1}0]$ и, благодаря этому, весьма высоким среди известных кристаллов коэффициентом акустооптического качества [2, 3]. Это позволяет получать близкую к ста процентам эффективность дифракции, снижая мощность управляющего ультразвукового поля до 0.5–1 Вт. Однако в том же направлении [110] в кристалле TeO_2 наблюдается значительная анизотропия упругих свойств, приводящая к заметным искажениям формы звукового пучка.

В работах [4, 5] проводился численный анализ коэффициентов линейной и квадратичной аппроксимации фазовой скорости, характеризующих форму акустического пучка, создаваемого медленной сдвиговой волной в кристалле TeO_2 вблизи кристаллографического направления [110]. В настоящей работе получены аналитические выражения главных радиусов кривизны для направлений распространения пучка в координатных плоскостях (001) и $(1\bar{1}0)$. Экспериментально исследовано изменение направления потока энергии и формы пучка квазипоперечных волн при его отклонении от направления [110].

Монохроматические пучки будем представлять в виде пучка плоских волн [6, 7] с волновыми векторами $\mathbf{k}$, концентрирующимися вокруг центрального $\mathbf{k}_0 = k_0\mathbf{n}$, где $\mathbf{n}$ – единичный вектор оси пучка. Отличие волновых векторов от центрального характеризуется вектором $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$. Согласно [8, 9], изменение продольных составляющих волновых векторов $k_\parallel = \mathbf{k}\cdot\mathbf{n}$ можно выразить через поперечные составляющие $\mathbf{q} = \mathbf{q}_\perp - q_\parallel\mathbf{n}$ с точностью до квадратичных членов в виде:

$$k_\parallel = k_0 - v^{-1}U_a q_a - (2v)^{-1}W_{ab}q_a q_b, \qquad (1)$$

где $a, b = 1, 2$ – индексы поперечных компонент, $\mathbf{U} = \partial\omega/\partial\mathbf{k}$ – вектор групповой скорости, $W = \partial\mathbf{U}/\partial\mathbf{k}$ – его производная по волновому вектору, $v = \mathbf{U}\mathbf{n}$ – фазовая скорость.

Для вектора упругого смещения $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ собственной квазипоперечной волны в пучке с учетом разложения (1) следует выражение [8]:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = (2\pi)^{-2}\int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{q}_\perp A(\mathbf{q}_\perp)\mathbf{a}\times$$
$$\times\exp i\left[\left(\mathbf{r}_\perp - \frac{Z}{v}\mathbf{U}_\perp\right)\mathbf{q}_\perp - \frac{Z}{2v}\mathbf{q}_\perp W\mathbf{q}_\perp\right]\times \qquad (2)$$
$$\times\exp i(\mathbf{k}_0\mathbf{r} - \omega_0 t),$$

где $\mathbf{a}$ – единичный вектор поляризации, $A(\mathbf{q}_\perp)$ – амплитуды монохроматических плоских волн, Z – ось системы координат, направленная вдоль центрального волнового вектора пучка.

Входящий в (2) тензор кривизны W/v является планарным симметричным тензором [7, 10], причем вектор волновой нормали $\mathbf{n}$ является его собственным вектором с нулевым собственным числом. В общем случае собственные векторы $\mathbf{b}_1$ и $\mathbf{b}_2$ тензора W лежат в плоскости $\mathbf{nr} = \text{const}$ и направлены вдоль линий главных кривизн волновой поверхности. Очевидно, что вследствие различия собственных значений тензора W пучок с первоначально

круглым профилем по мере распространения трансформируется в эллиптический.

Для расчета кривизн поверхности удобно воспользоваться величиной $K = \partial \mathbf{U}/\partial \mathbf{n}$, связанной с тензором кривизны W соотношением $W = K/k_0$. Обозначим через K_1 и K_2 собственные значения тензора K, которые определяют величину полуосей эллипса в сечении акустического пучка. В изотропной среде собственные значения K_1 и K_2 совпадают и равны фазовой скорости v_0. Количественное влияние анизотропии среды на дифракционное расплывание пучка можно оценить с помощью квадратичных коэффициентов анизотропии

$$W_1^H = K_1/v_0 = (1/v_0)\mathbf{b}_1(\partial \mathbf{U}/\partial \mathbf{n})\mathbf{b}_1,$$
$$W_2^H = K_2/v_0 = (1/v_0)\mathbf{b}_2(\partial \mathbf{U}/\partial \mathbf{n})\mathbf{b}_2, \quad (3)$$

показывающих, во сколько раз дифракционная расходимость пучка в кристалле в направлениях собственных векторов $\mathbf{b}_1$ и $\mathbf{b}_2$ отличается от соответствующей расходимости пучка в изотропной среде.

Если $|W_{1,2}^H| > 1$, то анизотропия приводит к усилению расходимости пучка; в случае $|W_{1,2}^H| < 1$ дифракционная расходимость уменьшается по сравнению с изотропной средой. При $W_{1,2}^H = 0$ происходит бездифракционное распространение пучка.

Рассмотрим вначале распространение пучка квазипоперечных волн в плоскости (001) кристалла парателлурита, принадлежащего к классу 422. В кристаллографической системе ось X_3 совпадает с осью четвертого порядка, а оси X_1 и X_2 – с осями второго порядка. Перейдем в новую систему координат XYZ, повернутую вокруг оси X_3 на угол φ так, что ось X совпадает с волновой нормалью центральной компоненты пучка. В этой системе координат упругие модули $\tilde{C}_{\mu\nu}$ связаны с модулями $C'_{\mu\nu} = C_{\mu\nu}/\rho$ (ρ – плотность кристалла) соотношениями:

$$\tilde{C}_{11} = C'_{11} - \frac{C}{2}\sin^2 2\varphi; \quad \tilde{C}_{22} = C'_{11} - \frac{C}{2}\sin^2 2\varphi;$$
$$\tilde{C}_{12} = C'_{12} + \frac{C}{2}\sin^2 2\varphi; \quad \tilde{C}_{13} = C'_{13};$$
$$\tilde{C}_{16} = -\frac{C}{4}\sin^2 4\varphi; \quad \tilde{C}_{26} = -\tilde{C}_{16}; \quad (4)$$
$$\tilde{C}_{44} = \tilde{C}_{55} = C'_{44};$$
$$\tilde{C}_{23} = \tilde{C}_{13}; \quad \tilde{C}_{66} = C'_{66} + \frac{C}{2}\sin^2 2\varphi,$$

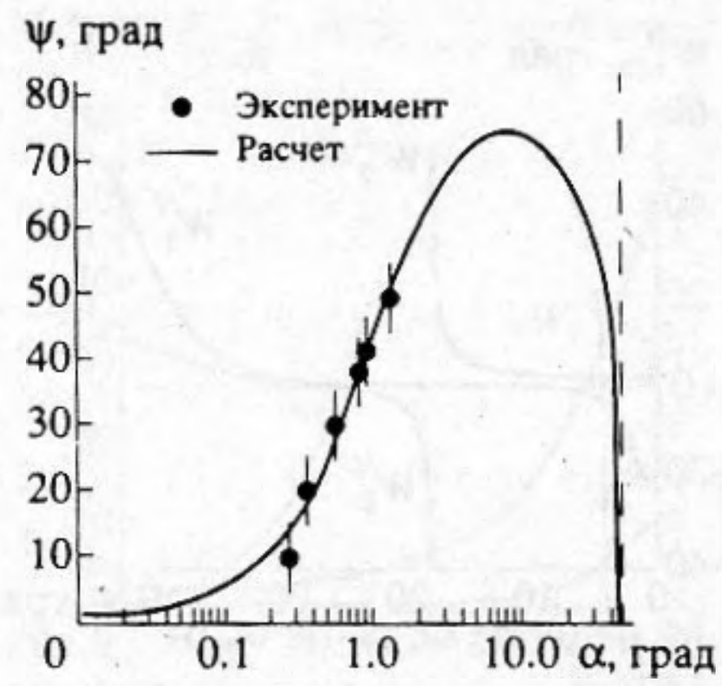

Рис. 1. Зависимость угла ψ между лучевым вектором $\mathbf{U}$ и нормалью $\mathbf{n}$ от угла α между нормалью $\mathbf{n}$ и [110] для медленной квазипоперечной волны, распространяющейся в плоскости (001) парателлурита.

где $C = C'_{11} - C'_{12} - 2C'_{66}$, φ – угол между направлением волновой нормали и осью [100]. Используя выражение для компонент лучевой скорости $U_i = \partial v/\partial n_i$ [11] и явный вид упругих модулей (4), можно показать, что при сканировании волновой нормали $\mathbf{n}$ в плоскости (001) угол ψ отклонения потока энергии от волновой нормали определяется следующим выражением:

$$\operatorname{tg}\psi = -\frac{\tilde{C}_{16}(\tilde{C}_{11} + \tilde{C}_{12})}{v^2\sqrt{A}}, \quad (5)$$

где $v = \left[\frac{1}{2}(\tilde{C}_{11} + \tilde{C}_{66} - \sqrt{A})\right]^{1/2}$ – скорость квазипоперечной волны в плоскости (001), $A = (\tilde{C}_{11} + \tilde{C}_{66})^2 + 4\tilde{C}_{66}^2$. Рассчитанная с использованием формулы (5) зависимость $\psi(\alpha)$ (угол $\alpha = \varphi - \frac{\pi}{4}$ отсчитывается от направления [110]) приведена на рис. 1. Значения упругих констант C_{ij} и плотности ρ для кристалла TeO_2 взяты из работы [12]. Видно, что максимальное изменение направления потока энергии квазипоперечной волны происходит в окрестности продольной нормали [110]. Эта особенность волновой поверхности TeO_2 используется в [13, 14] для управления звуковым пучком в большом интервале углов (порядка 70°).

Рассмотрим далее, как изменяется кривизна поверхности волновых векторов для квазипоперечных волн, распространяющихся в плоскости (001). Для этого случая главные кривизны K_1 и K_2 характеризуют дифракционное расплывание пучка в направлении, ортогональном волновой нормали, в плоскости (001) и вдоль оси [001] соответственно. С использованием явного выражения

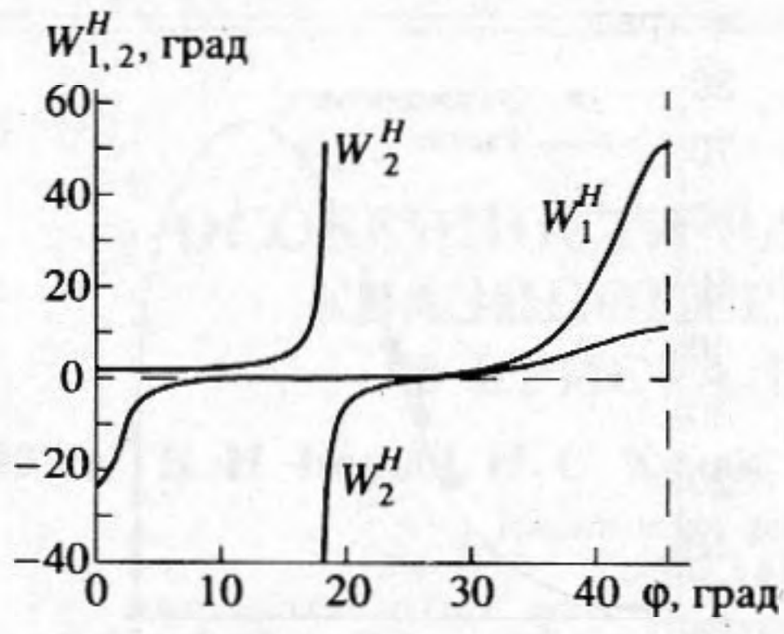

Рис. 2. Зависимости нормированных значений кривизны $W^H_{1,2} = K_{1,2}/v$ от угла φ в плоскости (001) парателлурита.

для тензора $K = \partial \mathbf{U}/\partial \mathbf{n}$ [6, 11] получаем, что главные кривизны пучка, распространяющегося в плоскости (001) под углом φ к оси [100], выражаются через упругие модули (4) следующим образом:

$$K_1 = \frac{1}{v}\left[v^2 - U_2^2 + \frac{4v^2U_2^2 + (\tilde{C}_{11} - 2\tilde{C}_{66} - \tilde{C}_{12})(\tilde{C}_{11} + \tilde{C}_{12})}{\sqrt{A}}\right], \quad (6)$$

$$K_2 = \frac{1}{2v}\left[2\tilde{C}_{44} - \frac{(\tilde{C}_{66} - \tilde{C}_{11} + \sqrt{A})}{\sqrt{A}(\tilde{C}_{44} - v^2)}(\tilde{C}_{13} + \tilde{C}_{44})^2\right],$$

где $U_2 = -\frac{1}{v\sqrt{A}}\tilde{C}_{16}(\tilde{C}_{11} + \tilde{C}_{12})$ – проекция лучевой скорости на ось Y, ортогональную направлению распространения пучка.

На рис. 2 представлены кривые $W^H_{1,2} = K_{1,2}/v$, показывающие зависимость главных значений кривизны от направления распространения пучка в плоскости (001). Для этих направлений, как показано выше, одна из осей эллипса пучка параллельна оси $X_3 \parallel [001]$, а вторая лежит в плоскости (001). Как видно из рис. 2, в окрестности продольной нормали [110], где наиболее сильно изменяется ψ(φ), существует область (25.7° < φ < 45°) эллиптических точек с положительными кривизнами поверхности волновых векторов, причем кривизны K_1 и K_2 достигают максимальных значений $W^H_1(45°) \simeq 52.7$ и $W^H_2(45°) \simeq 11.8$ при φ = 45°. Расходимость пучка в окрестности [110] почти в 60 раз превышает дифракционный предел [4, 5]. При φ = 12.7° сначала кривизна K_1, а затем при φ = = 25.7° и кривизна K_2 обращаются в нуль. В окрестности направлений нулевой кривизны происходит "выполаживание" поверхности волновых векторов, что приводит к отсутствию дифракционной расходимости пучка, возбуждаемого в данном направлении плоским преобразователем.

Из рис. 2 следует также, что для направления акустической оси, удовлетворяющего условию $\tilde{C}_{44} = v^2$, т.е. при φ ≃ 17°, кривизна K_2 не определена. Для направлений вблизи акустической оси кривизна K_2, характеризующая расплывание пучка по оси $X_3 \parallel [001]$, резко возрастает по абсолютной величине. Это означает, что при переходе через акустическую ось в направлении возрастания угла φ пучок превращается из сильно вытянутого по оси X_3 в сильно сжатый вдоль этой же оси.

Существуют две области гиперболических точек, в которых главные кривизны имеют противоположные знаки. В первой области углов 0° < φ < 12.7° кривизна K_1 отрицательна и K_2 положительна, т.е. для акустического пучка осуществляется одновременная дефокусировка по оси $X_3 \parallel [001]$ и фокусировка в ортогональном направлении. Во второй области углов 16° < φ < 25.7° кривизна K_1 – положительна и K_2 отрицательна, вследствие чего по оси $X_3 \parallel [001]$ происходит фокусировка, а в плоскости (001) – дефокусировка. Из рис. 2 видно также, что отсутствует область эллиптических точек, в которой обе главные кривизны отрицательны. При φ = 24.8° главное значение кривизны $W^H_1 = 1$, т.е. в этом направлении расходимость пучка в плоскости (001) будет равна дифракционному пределу.

Рассмотрим далее случай, когда пучок квазипоперечных волн распространяется в плоскости $(1\bar{1}0)$. Для этого случая расчет параметров пучка удобно вести в фиксированной системе координат, повернутой относительно кристаллографической оси $X_3 \parallel [001]$ на угол $\varphi = \frac{\pi}{4}$. Для кристалла TeO_2 модули упругости $\tilde{C}'_{ij} = \tilde{C}_{ij}\left(\varphi = \frac{\pi}{4}\right)$, согласно (4), принимают вид:

$$\begin{gathered}
\tilde{C}'_{11} = C'_{11} - \frac{1}{2}C; \quad \tilde{C}'_{12} = C'_{12} + \frac{1}{2}C; \\
\tilde{C}'_{22} = C'_{11} - \frac{1}{2}C; \\
\tilde{C}'_{66} = C'_{66} + \frac{1}{2}C; \quad \tilde{C}'_{13} = C'_{13}; \\
\tilde{C}'_{23} = C'_{13}; \quad \tilde{C}'_{26} = -\tilde{C}'_{16} = 0; \\
\tilde{C}'_{33} = C'_{33}; \quad \tilde{C}'_{44} = \tilde{C}'_{55} = C'_{44}; \\
\tilde{C}'_{14} = \tilde{C}'_{24} = \tilde{C}'_{25} = \tilde{C}'_{34} = \tilde{C}'_{35} = \tilde{C}_{36} = 0.
\end{gathered} \quad (7)$$

С использованием (7) определяем далее тензор кривизны $K' = \partial \mathbf{U}/\partial \mathbf{n}'$ для пучка, распространяющегося в плоскости $(1\bar{1}0)$ под углом θ к оси [001], т.е. $n_1' = \sin\theta$, $n_2' = \cos\theta$. Аналогично предыдущему случаю для главных кривизн K_1' и K_2' соответственно вдоль оси $[1\bar{1}0]$ и в плоскости $(1\bar{1}0)$ получим:

$$K_1' = \frac{1}{v'}\left(\tilde{C}_{11}' - \frac{1}{(\Lambda_{11}' - v'^2)(\Lambda_{33}' - v'^2) - \Lambda_{13}^2} \times \right.$$

$$\times [(\Lambda_{11}' - v'^2)(\tilde{C}_{13}' + \tilde{C}_{44}')^2 n_3'^2 +$$

$$+ (\Lambda_{33}' - v'^2)(\tilde{C}_{12}' + \tilde{C}_{66}')^2 n_1'^2 - \qquad (8)$$

$$\left. - 2\Lambda_{13}'(\tilde{C}_{13}' + \tilde{C}_{44}')(\tilde{C}_{12}' + \tilde{C}_{66}')n_1'n_3'] \right);$$

$$K_2' = \frac{1}{v'}\left(\tilde{C}_{66}' + \tilde{C}_{44}' - \frac{\tilde{C}_{66}'^2 \tilde{n}_1^2 + \tilde{C}_{44}'^2 \tilde{n}_3^2}{v'^2}\right),$$

где

$$\Lambda_{11}' = \tilde{C}_{11}' n_1'^2 + \tilde{C}_{44}' n_3'^2;$$

$$\Lambda_{33}' = \tilde{C}_{44}' n_1'^2 + \tilde{C}_{33}' n_3'^2;$$

$$\Lambda_{13}' = (\tilde{C}_{13}' + \tilde{C}_{44}')n_1'n_3',$$

причем $v' = (\tilde{C}_{66}' n_1'^2 + \tilde{C}_{44}' n_3'^2)^{1/2}$ – фазовая скорость медленной поперечной волны, поляризованной вдоль $[1\bar{1}0]$.

Рассчитанные с использованием [8] зависимости $W_{1,2}^{H'} = \dfrac{K_{1,2}'}{v'}$ представлены на рис. 3. Видно, что для всех направлений распространения пучка поперечных волн $0° < \theta \le 90°$ поверхность рефракции является областью эллиптических точек с положительными кривизнами $W_1^{H'} > 0$ и $W_2^{H'} > 0$. При углах $\theta \le 50°$ кривизна $W_2^{H'}$ близка к нулю (расходимость меньше дифракционной), а при $\theta = 90°$ обе кривизны достигают своих максимальных значений.

В реальных акустооптических устройствах на основе TeO_2 возникает проблема, связанная с точностью ориентации пьезопреобразователя относительно направления [110]. Незначительное

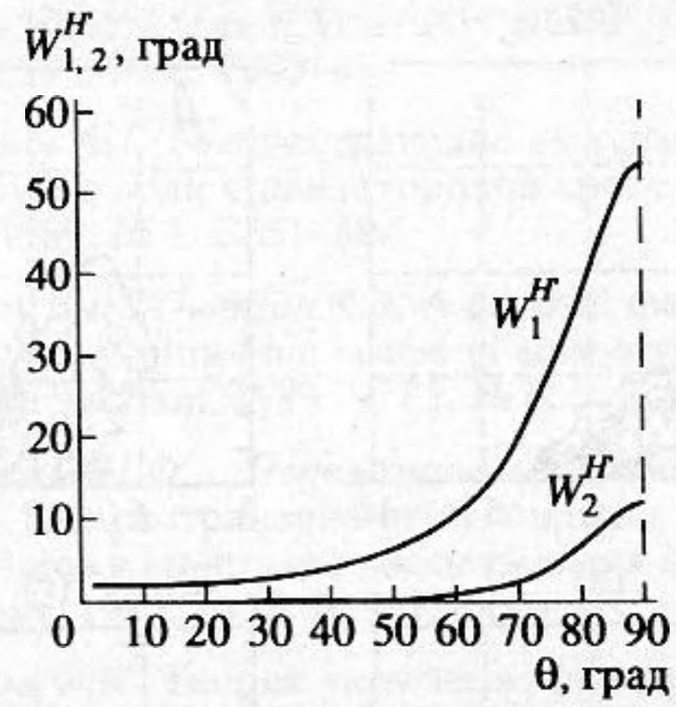

Рис. 3. Зависимость нормированных главных значений кривизны $W_{1,2}^{H'} = K_{1,2}'/v'$ от угла θ в плоскости $(1\bar{1}0)$; θ – угол между волновой нормалью $\mathbf{n}'$ пучка квазипоперечных волн с поляризацией $\mathbf{U} \parallel [1\bar{1}0]$ и осью [001].

отклонение волновой нормали ультразвукового пучка относительно оси [110] из-за сильной акустической анизотропии приводит к резкому изменению направления потока энергии как в плоскости (001), так и в $(1\bar{1}0)$. Нами экспериментально исследовался характер изменения лучевого вектора и распределение звукового поля пучка квазипоперечных волн в плоскости (001) для различных срезов поверхности кристалла TeO_2 относительно направления продольной нормали [110].

Измерения пространственного распределения ультразвукового пучка проводились при помощи теневого метода (метод Теплера), позволяющего визуализировать ультразвуковое поле в кристалле.

Для этого поперечно поляризованный в направлении $[1\bar{1}0]$ ультразвуковой пучок с частотой 10 МГц возбуждался пьезопреобразователем из ниобата лития +163° *yz* среза. Размер преобразователя по оси $[1\bar{1}0]$ – 2 мм, по оси [001] – 8 мм. УЗ волна через стеклянный буфер вводилась в кристалл в виде импульсов (цугов) длительностью порядка 5 мкс. Генератор ультразвуковой частоты и система регистрации запускались синхронно, что позволило детектировать фотометрический отклик первого УЗ цуга до установления стоячей волны в объеме кристалла.

В эксперимента измерялось амплитудное распределение интенсивности рассеянного на бегущей ультразвуковой волне света в плоскости (001) кристалла, для чего применялась автоматизированная система двухкоординатного сканирования распределения УЗ поля излучением He–Ne лазера (λ = 0.63 мкм) с диаметром пучка 1 мм.

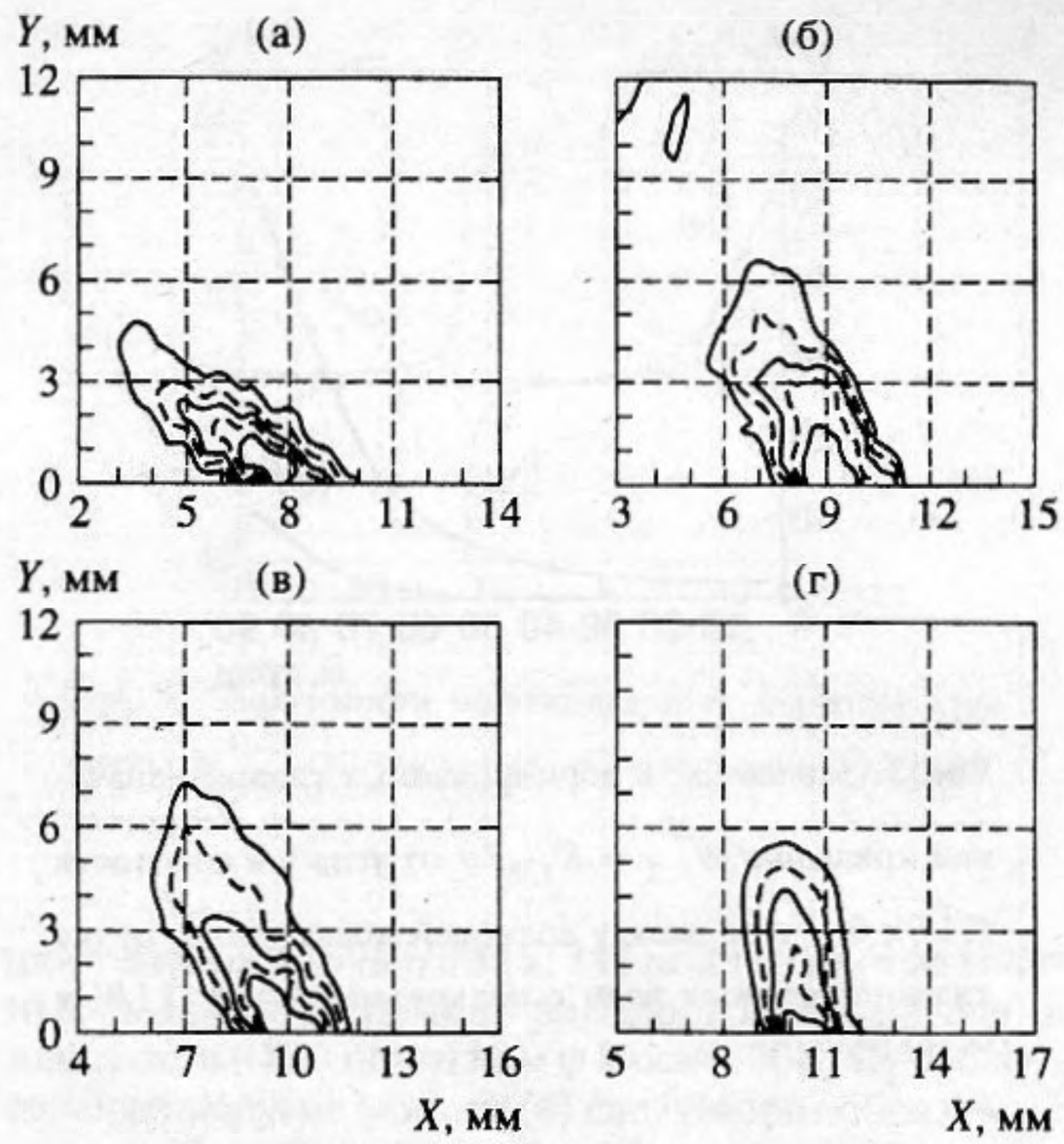

Рис. 4. Сечения трехмерного амплитудного распределения ультразвукового поля поверхностями равных интенсивностей в плоскости (001) для углов отклонения волнового вектора звука от направления [110] на 1.3 (а), 0.9 (б), 0.55 (в) и 0.27 (г) градуса соответственно.

Пространственное разрешение системы регистрации составило 40 × 40 точек (при сканируемой площади 20 × 20 мм). Рассеиваемое излучение регистрировалось фотодиодом ФД-24К, сигнал с которого усиливался и оцифровывался АЦП с пиковым детектором.

Изменение направления волнового вектора акустической волны в плоскости (001) относительно направления [110] осуществлялось путем последовательной сошлифовки под определенным углом грани кристалла, через которую вводился ультразвук. Точность сошлифовки составила 5 угловых минут.

Результаты измерений представлены в виде сечений трехмерного амплитудного распределения ультразвукового поля поверхностями равных интенсивностей (рис. 4). Полученная таким образом картина распределения акустического поля позволяет судить о направлении распространения и расходимости пучка. Поскольку возбуждаемый пьезопреобразователем УЗ пучок имеет сложную многомодовую диаграмму направленности, точность измерения направления потока энергии составила 8 градусов. Распределения, изображенные на рисунке (а–г), соответствуют углам отклонения α волнового вектора звука от направления [110] на 1.3; 0.9; 0.55 и 0.27 градуса соответственно. На рис. 1 показан результат экспериментального измерения зависимости сноса энергии УЗ пучка при отклонении волнового вектора от направления [110]. Видно, что в пределах достижимой в рамках используемого метода точности измерений имеет место соответствие между экспериментальными и теоретическими данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлена явная зависимость главных значений кривизны поверхности рефракции квазипоперечных волн от упругих модулей, параметра акустической анизотропии $C = C'_{11} - C'_{12} - 2C'_{66}$ и направления распространения пучка в координатных плоскостях (001) и $(1\bar{1}0)$ кристалла TeO_2. Из полученных выражений (6) и численных значений упругих констант [12] следует, что в плоскости (001) существуют две параболические точки, в которых одна из кривизн обращается в нуль: $\varphi = 12.7°$ ($K_1 = 0$), $\varphi = 25.7°$ ($K_2 = 0$). В направлении [110] нормированные кривизны $W^H_{1,2}$ достигают своих максимальных значений: $W^H_1\left(\frac{\pi}{4}\right) = 52.7$; $W^H_2\left(\frac{\pi}{4}\right) = 11.8$. При $\varphi = 24.8°$ главное значение кривизны $W^H_1 = 1$, т.е. в этом направлении расходимость пучка в плоскости (001) будет равна дифракционному пределу. Установлено, что для углов $0° < \varphi < 12.7°$ и $16° < \varphi < 25.7°$ существуют области гиперболических точек, в которых главные кривизны имеют противоположные знаки. Для направлений, лежащих вблизи акустической оси ($\varphi = 16°$), кривизна K_2, характеризующая расплывание пучка по оси [001], резко возрастает по абсолютной величине. Это означает, что при переходе через акустическую ось в направлении возрастания угла φ пучок превращается из сильно вытянутого по оси [001] в сильно сжатый вдоль этой же оси. Показано, что для всех направлений волновой нормали в плоскости $(1\bar{1}0)$ существуют эллиптические точки с положительными кривизнами поверхности волновых векторов. Экспериментально исследован характер изменения направления потока энергии пучка при его сканировании в окрестности направления [110]. Показано соответствие экспериментальных и теоретических результатов.

Авторы выражают благодарность А.Г. Хаткевичу за полезные замечания.

Работа поддержана Фондом фундаментальных исследований Республики Беларусь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. *Ohmachi Y., Ushida N., Nuzeki N.* Acoustic wave propagation in TeO_2 single crystal // J. Acoust. Soc. Am. 1972. V. 51. № 1. P. 164–168.
3. *Yano T., Fukomoto A., Watanabe A.* Tellurite glass: a new acousto-optic material // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. № 10. P. 3674–3676.
4. *Воронова М.А., Парыгин В.Н.* Распространение звукового пучка в акустооптических кристаллах парателлурита и каломели // Вестник МУ. 1987. Т. 28. Сер. 3. № 4. С. 31–36.
5. *Kastelik J.S., Gazalet M.J., Bruneel C., Bridoux E.* Acoustic shear wave propagation in paratellurite with reduse spreading // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. № 4. P. 2813–2817.
6. *Хаткевич А.Г.* Дифракция и распространение пучка ультразвукового излучения в монокристаллах // Акуст. ж. 1978. Т. 24. В. 1. С. 108–114.
7. *Барковский Л.М., Федоров Ф.И.* Принципы операторного синтеза негармонических ультразвуковых полей в кристаллах // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. н. 1979. № 2. С. 43–47.
8. *Хаткевич А.Г.* Распространение импульсов и пучков упругих волн в анизотропной среде // Физика земли. 1989. № 1. С. 51–58.
9. *Newberry B.P., Thomson R.B.* A paraxial theory for the propagation of ultrasonic beams in anisotropic solids // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 85. № 6. P. 2290–2300.
10. *Науменко Н.Ф., Переломова Н.В., Бондаренко В.С.* Распространение ограниченных акустических пучков в кристалле ниобата лития // Кристаллография. 1983. Т. 28. В. 3. С. 607–608.
11. *Федоров Ф.И.* Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965.
12. *Ohmachi Y., Ushida N.J.* Temperature dependence of elastic, dielectric, and piezoelectric constants in TeO_2 single crystal // Appl. Phys. 1970. V. 41. № 6. P. 2307–2311.
13. *Lean E.G., Chen W.H.* Large-angle acoustic beam steering in acoustically anisotropic crystal // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. № 2. P. 101–103.
14. *Lean E.G., Chen W.H.* Crating acoustic scanner using bulk acoustic waves // Electr. Lett. 1981. V. 17. P. 141–143.

Propagation of a Quasi-transverse Wave Beam in Paratellurite Crystal

V. N. Belyi, N. S. Kazak, V. K. Pavlenko, E. G. Katranzhi, and S. N. Kurilkina

The manner is discussed in which the wave vector surface anisotropy of paratellurite reflects on the diffraction divergence of quasi-transverse wave beams near the preferred [110] direction. Analytical expressions are derived for the principal curvature tensor values that characterize the diffraction beam spread in the (001) and (110) coordinate planes. An experimental study is undertaken into the changes that the beam suffers in direction and shape as it is scanned near the [110] direction.