

Акустооптический эффект в средах с сильной акустической анизотропией

В. И. Балакший,* А. С. Волошин†

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра физики колебаний,
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2
(Статья поступила 15.11.2014; Подписана в печать 5.12.2014)

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования влияния сноса энергии акустического пучка на характеристики акустооптического эффекта в кристалле парателлуриата. Проанализированы варианты изотропной и анизотропной дифракции. На основе модифицированных уравнений Рамана–Ната выполнен расчет угловых и частотных характеристик акустооптического взаимодействия в широком диапазоне углов Брэгга и частот ультразвука. Установлено, что снос акустического пучка может существенно изменять ширину диапазонов акустооптического взаимодействия, и поэтому его необходимо учитывать при разработке акустооптических приборов. Экспериментальная проверка численных расчетов проведена с использованием акустооптической ячейки из кристалла парателлуриата $10,5^\circ$ среза.

PACS: 78.20.hb, 42.79.Jq

УДК: 535.241.13

Ключевые слова: акустическая анизотропия, снос акустического пучка, парателлуриат, акустооптическое взаимодействие, изотропная и анизотропная дифракция Брэгга, уравнения связанных волн, акустооптические дефлекторы и фильтры.

ВВЕДЕНИЕ

В современной акустооптике при изготовлении акустооптических (АО) приборов в качестве среды АО–взаимодействия используются преимущественно кристаллы, среди которых особое место занимают такие материалы, как парателлуриат (TeO_2), теллур (Te), каломель (Hg_2Cl_2) и др., отличающиеся очень сильной анизотропией акустических свойств [1–5]. Акустическая анизотропия дает два основных эффекта. Во-первых, меняется структура акустического пучка. Например, в парателлуриате в направлении [110] расходимость пучка по потоку энергии в 52 раза превышает дифракционную расходимость, вследствие чего дальняя дифракционная зона пучка оказывается фактически в пределах кристалла. Однако в том же кристалле есть направления, в которых дифракционная расходимость практически полностью компенсируется акустической анизотропией [6–9]. Вторым эффектом, который тоже обусловлен акустической анизотропией, является снос энергии в акустическом пучке [10]. Например, в парателлуриате угол сноса достигает 74° , а в теллуре — 49° [4, 8]. Снос пучка не меняет условие АО фазового синхронизма. Может быть, поэтому на него не обращали внимание ранее при изучении явления дифракции света на ультразвуке. Лишь в последнее время появились работы, посвященные исследованию влияния акустического сноса на характеристики АО–дифракции [11–14].

Данная статья является продолжением исследований, начатых в [12, 14]. На основе уравнений Рамана–Ната, модифицированных для случая сноса акусти-

ческого пучка, выполнен детальный расчет угловых и частотных характеристик АО–взаимодействия. Для оценки влияния сноса введены и рассчитаны коэффициенты уширения, показывающие степень изменения угловых и частотных диапазонов АО–взаимодействия по сравнению со случаем, когда снос отсутствует. При экспериментальной проверке расчетов использовалась АО–ячейка, изготовленная из кристалла парателлуриата $10,5^\circ$ среза.

1. МОДИФИЦИРОВАННЫЕ УРАВНЕНИЯ РАМАНА–НАТА

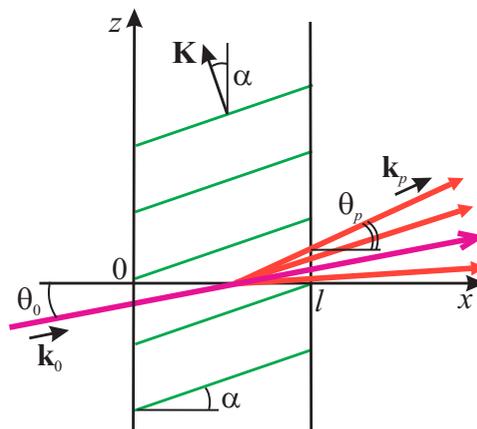


Рис. 1: Геометрия АО–взаимодействия при наличии сноса акустического пучка

Рис. 1 иллюстрирует постановку задачи. Предположим, что плоская монохроматическая акустическая волна заполняет пространство между двумя параллельными плоскостями $x = 0$ и $x = l$. Акустический

*E-mail: balakshy@phys.msu.ru

†E-mail: andrey.voloshin@physics.msu.ru

пучок распространяется вдоль оси z с углом сноса α , так что волновой вектор звука \mathbf{K} направлен под углом α относительно оси z . Плоская световая волна с частотой ω_0 и длиной волны в вакууме λ падает на акустический столб под углом θ_0 . Вследствие фотоупругого эффекта [1] акустическая волна меняет диэлектрическую проницаемость среды по закону

$$\varepsilon(z, t) = n^2 + 2n\Delta n \sin(\Omega t - K_x x - K_z z + \Phi), \quad (1)$$

где n — статический показатель преломления, Δn — амплитуда изменения показателя преломления под действием акустической волны, $\Omega = KV = 2\pi f$ — частота, а V — скорость ультразвука, Φ — начальная фаза акустической волны. При дифракции света на фазовой решетке (1) рождаются дифрагированные волны с относительными амплитудами C_p , волновыми векторами k_p и частотами $\omega_p = \omega_0 + p\Omega$ (эффект Доплера).

В работе [11] получена следующая система уравнений, описывающая распределение света по дифракционными порядкам:

$$\frac{dC_p}{dX} = \frac{\Gamma_p}{2} \{C_{p+1} \exp[j(R_p X - \Phi)] - C_{p-1} \exp[-j(R_{p-1} X - \Phi)]\}, \quad p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2)$$

где введены безразмерные величины: $X = x/l$, $\Gamma_p = k_p^2 l \Delta n / k_{px} n_p$ — коэффициенты АО-связи (параметры Рамана-Ната), $R_p = (k_{px} + K_x - k_{p+1,x})l$ — фазовые расстройки. Для вертикальных составляющих волновых векторов справедливо соотношение: $k_{p+1,z} = k_{pz} + K_z$. Система уравнений (2) описывает взаимодействие света и ультразвука в любом режиме дифракции (раман-натовском, брэгговском или промежуточном) как для изотропной (без изменения поляризации света), так и анизотропной (с изменением поляризации) дифракции. В последнем случае необходимо учесть зависимость показателей преломления среды n_p от углов θ_p , определяющих направления на дифракционные максимумы.

В акустооптике принято отсчитывать углы падения света от фронта акустической волны [1]. Вводя именно такие углы $\varphi_p = \theta_p - \alpha$, получим следующие выражения для параметров Рамана-Ната и расстроек:

$$\Gamma_p = \frac{2\pi\Delta n}{\lambda} \frac{l}{\cos(\varphi_p + \alpha)}, \quad (3)$$

$$R_p = \frac{2\pi}{\lambda} l \left[n_p \cos(\varphi_p + \alpha) - \frac{\lambda f}{V} \sin \alpha - \sqrt{n_{p+1}^2 - \left(n_p \sin(\varphi_p + \alpha) + \frac{\lambda f}{V} \cos \alpha \right)^2} \right]. \quad (4)$$

Условие фазового синхронизма $R_0 = 0$ определяет угол Брэгга φ_B для +1-го порядка дифракции:

$$\sin(\varphi_B) = -\frac{\lambda f}{2n_0 V} \left[1 + \frac{V^2}{\lambda^2 f^2} (n_0^2 - n_1^2) \right]. \quad (5)$$

Это хорошо известное в акустооптике соотношение, описывающее брэгговские углы дифракции в анизотропной среде [1, 2]. Таким образом, из (3)–(5) ясно, что акустический снос не влияет на условие фазового синхронизма, но должен менять угловые, частотные и спектральные характеристики АО-взаимодействия через параметры Γ_p и R_p .

В брэгговском режиме дифракции падающий свет рассеивается либо в +1-й, либо в -1-й порядки, поэтому система (2) принимает вид:

$$\begin{cases} \frac{dC_0}{dX} = \frac{\Gamma_0}{2} C_1 \exp[j(R_0 X - \Phi)], \\ \frac{dC_1}{dX} = -\frac{\Gamma_1}{2} C_0 \exp[-j(R_0 X - \Phi)], \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} \frac{dC_0}{dX} = -\frac{\Gamma_0}{2} C_{-1} \exp[-j(R_{-1} X - \Phi)], \\ \frac{dC_{-1}}{dX} = \frac{\Gamma_{-1}}{2} C_0 \exp[j(R_{-1} X - \Phi)]. \end{cases}$$

Отсюда получается следующее выражение для эффективности дифракции ς :

$$\varsigma_{1,-1} = C_{1,-1}(l) C_{1,-1}^*(l) = \frac{\Gamma_{1,-1}^2}{4} \text{sinc}^2 \left(\frac{1}{2\pi} \sqrt{\Gamma_0 \Gamma_{1,-1} + R_{0,-1}^2} \right). \quad (7)$$

Таким образом, эффективность дифракции определяется параметрами Γ и R , которые зависят от угла сноса α . Зависимость $\Gamma(\alpha)$ тривиальная: АО-эффект пропорционален оптической длине взаимодействия в акустическом поле $L_{0,1} = l / \cos(\varphi_{0,1} + \alpha)$ при рассеянии в +1-й порядок и $L_{0,-1} = l / \cos(\varphi_{0,-1} + \alpha)$ при рассеянии в -1-й. Однако полный угол дифракции (угол между нулевым и ± 1 -ми порядками) обычно не превышает 10° , поэтому можно положить $\Gamma_0 \approx \Gamma_1 \approx \Gamma_{-1}$. Соотношения (7) вместе с (4) и (5) позволяют рассчитать угловые, частотные, амплитудные и спектральные характеристики брэгговского АО-взаимодействия как для изотропной, так и анизотропной дифракции.

В акустооптике при расчете геометрии взаимодействия широко используются векторные диаграммы, вытекающие из соотношения

$$k_{\pm 1} = k_0 \pm K + \eta_0, \quad (8)$$

где η_0 — вектор расстройки, направленный перпендикулярно вертикальной границе звукового столба. Длина этого вектора определяет эффективность дифракции: чем длиннее вектор, тем меньше света рассеивается в ± 1 -й порядок. Диапазон АО-взаимодействия обычно определяется условием $|\eta_0 l| = |R_0| \leq \pi$.

2. ИЗОТРОПНАЯ ДИФРАКЦИЯ

Впервые влияние сноса акустического пучка на угловые характеристики изотропного АО-взаимодействия было исследовано в работе [11].

Расчет был выполнен для медленной акустической моды в кристалле парателлурита, распространяющейся под углом $7,5^\circ$ к направлению $[110]$ в кристаллографической плоскости $[001]$. Эта мода характеризуется чрезвычайно большим углом сноса $\alpha = 74^\circ$. Так как исследование было проведено только для одного среза кристалла, то полученный результат не может быть распространен на общий случай дифракции света на наклонном акустическом пучке. В данном разделе представлено общее решение поставленной задачи для варианта изотропного взаимодействия.

В случае изотропной дифракции фазовая расстройка R_0 определяется соотношением:

$$R_0^2 - 2R_0l[k \cos(\varphi_0 + \alpha) - K \sin \alpha] + Kl^2(K + 2k \sin \varphi_0) = 0, \quad (9)$$

которое прямо следует из (4) при подстановке $k_0 = k_1 \equiv k = 2\pi n/\lambda$. Это уравнение может быть упрощено с учетом того, что $K \ll k$, что верно до частот ультразвука порядка 1 ГГц. В результате имеем:

$$\varphi_0 = \frac{1}{2kKl^2} (-R_0^2 + 2R_0kl \cos \alpha - K^2l^2). \quad (10)$$

Отсюда, фиксируя частоту ультразвука f и, следовательно, угол Брэгга $\varphi_B = -K/2k = -\lambda f/2nV$, получаем выражение для ширины угловой характеристики:

$$\Delta\varphi = 2R_{\max} \cos \alpha / Kl = (\Lambda/l) \cos \alpha, \quad (11)$$

где $R_{\max} = \pi$, Λ — длина волны ультразвука.

Для оценки влияния сноса акустической энергии введем коэффициент $B_\varphi = \Delta\varphi_\alpha/\Delta\varphi_0$, где $\Delta\varphi_\alpha$ — ширина угловой характеристики в реальной ситуации, а $\Delta\varphi_0$ — ширина при отсутствии сноса, т.е. при $\alpha = 0$. Из (11) следует, что $B_\varphi = \cos \alpha$. Этот результат имеет простое физическое объяснение. Согласно трактовке АО-взаимодействия в изотропной среде, представленной в [15], угловой диапазон взаимодействия определяется расходимостью акустического пучка $\varphi_S = \Lambda/l$, где l — ширина акустического пучка и, одновременно, ширина пьезопреобразователя. В акустически анизотропной среде ситуация оказывается похожей: $\Delta\varphi = \varphi_S$, но $\varphi_S = \Lambda/L_{tr} = (\Lambda/l) \cos \alpha$, поэтому угловой спектр акустического пучка определяется шириной пьезопреобразователя $L_{tr} = l/\cos \alpha$ независимо от угла сноса α [8].

Частотный диапазон АО-взаимодействия Δf может быть найден из (4) похожим образом. Для этого зафиксируем угол падения света $\varphi_0 = \varphi_B = -K_0/2k$. В предположении высокой частотной селективности ($\Delta f \ll f_0$) получим:

$$K = K_0 + \frac{1}{K_0l^2} (-R_0^2 + 2R_0kl \cos \alpha). \quad (12)$$

Отсюда

$$\Delta f = \frac{2nV}{\lambda l f_0} \cos \alpha, \quad B_f = \frac{\Delta f_\alpha}{\Delta f_0} = \cos \alpha. \quad (13)$$

Таким образом, в случае изотропной дифракции акустический снос приводит к сужению угловых и частотных характеристик в $1/B_\varphi = 1/B_f = 1/\cos \alpha$ раз независимо от частоты ультразвука или длины волны света. Например, для $\alpha = 74^\circ$ сужение составляет 3,6 раза. Следовательно, снос акустического пучка приводит к заметным эффектам. Тем не менее, расчет характеристик АО-взаимодействия может быть произведен по стандартным формулам при условии, что ширина пьезопреобразователя $L_{tr} = l/\cos \alpha$ будет использована вместо ширины звукового столба l .

3. АНИЗОТРОПНАЯ ДИФРАКЦИЯ

Случай анизотропного АО-взаимодействия существенно отличается от изотропного варианта. Из-за сложности аналитического рассмотрения, в данном разделе представлены результаты численных расчетов, выполненных для кристалла парателлурита.

Этот кристалл является одним из основных материалов, используемых для изготовления АО-устройств видимого и ИК спектральных диапазонов (область прозрачности $0,35 \div 5$ мкм [1]). Он отличается исключительно большим значением АО-качества $M = 1200 \times 10^{-18} \text{с}^3/\text{г}$, которое достигается для сдвиговой акустической моды, распространяющейся в направлении $[110]$. Однако из-за сильной акустической анизотропии структура акустического пучка для этой моды получается крайне неоднородной [8, 9]. Поэтому обычно используют косые срезы кристаллов, в которых вектор \mathbf{K} повернут на угол χ относительно кристаллографической оси Z в плоскости $(1\bar{1}0)$. В этом случае, акустическое поле получается достаточно однородным, но появляется снос акустической энергии. Угол сноса достигает максимума $\alpha_{\max} = 57,3^\circ$ для среза кристалла с углом $\chi = 17^\circ$. В нашей работе эксперименты проводились с АО-ячейкой на основе кристалла парателлурита с углом среза $\chi = 10,5^\circ$ и углом сноса $\alpha = 54,6^\circ$.

На рис. 2 представлена зависимость углов Брэгга φ_B от частоты ультразвука f для среза $\chi = 10,5^\circ$ и длины волны света $\lambda = 0,6328$ мкм. Четыре ветви рисунка соответствуют различным поляризациям падающего света (o и e) и рассеянию света в различные дифракционные порядки (+1-й и -1-й). Например, ветвь $+1e$ соответствует анизотропной дифракции необыкновенной волны в +1-й порядок. Точками T и D обозначены области тангенциальной ($d\varphi_B/df \rightarrow \infty$) и дефлекторной ($d\varphi_B/df = 0$) геометрий АО-взаимодействия, которые используются в широкоугольных видеофильтрах и дефлекторах [1]. Рабочие точки M, соответствующие нулевым углам Брэгга, используются в модуляторах [16]. Крестиками обозначены экспериментальные

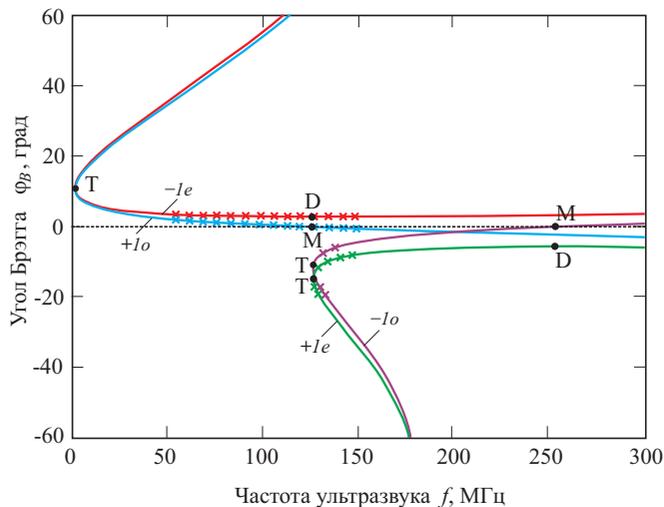


Рис. 2: Угло-частотные характеристики анизотропной дифракции для $10,5^\circ$ среза кристалла парателлурифта: $+1o$ — дифракция о-волны в $+1$ -й порядок; $+1e$ — дифракция е-волны в $+1$ -й порядок; $-1o$ — дифракция о-волны в -1 -й порядок; $-1e$ — дифракция е-волны в -1 -й порядок

точки. Используемая в эксперименте ячейка была оптимизирована для работы в качестве видеофильтра, поэтому ее входная грань была сориентирована ортогонально падающему свету под углом $\varphi_B = -14,5^\circ$. Геометрия ячейки позволяла измерять угловые и частотные характеристики в диапазоне углов Брэгга от -20° до $+5^\circ$ и частот ультразвука от 50 до 150 МГц.

А. Угловые и частотные характеристики

Частотная характеристика АО-взаимодействия или, другими словами, зависимость эффективности дифракции ζ от частоты ультразвука f является одной из основных характеристик АО-устройств. Она определяет диапазон рабочих частот и, следовательно, быстродействие устройства.

Зависимость ширины частотного диапазона АО-взаимодействия от угла Брэгга φ_B представлена на рис. 3. Расчет выполнен для акустического пучка шириной $l = 0,7$ см, что соответствует ширине пьезопреобразователя $L_{tr} = l / \cos \alpha = 1,2$ см в использованной экспериментальной ячейке. Частотные диапазоны Δf_α показаны черными кривыми 1; они соответствуют реальной ситуации АО-ячейки с углом сноса $\alpha = 54,6^\circ$. Используя рис. 2, эти графики могут быть пересчитаны в зависимости Δf_α от центральной частоты f_0 диапазона взаимодействия.

Рис. 3а соответствует ветви $+1e$ на рис. 2а. Ширина частотного диапазона Δf_α резко возрастает при приближении к точке дефлекторной геометрии и достигает 16,6 МГц в точке D, где $\varphi_B = -5,65^\circ$ и $f_0 = 253,5$ МГц. Для сравнения красной кривой 2 представлена аналогичная зависимость $\Delta f_0(\varphi_B)$, рас-

считанная для случая отсутствия сноса ($\alpha = 0^\circ$). Видно, что акустический снос приводит в сужению частотного диапазона в области углов Брэгга от $-5,65^\circ$ до $-30,1^\circ$, но при $\varphi_B < -30,1^\circ$ ситуация становится обратной.

Подобные особенности наблюдаются и для ветви $-1o$ (рис. 3б). В области $\varphi_B > -28,2^\circ$ акустический снос уменьшает частотный диапазон, в то время как при $\varphi_B < -28,2^\circ$ частотный диапазон Δf_α становится шире, чем Δf_0 . Максимальное значение Δf_α достигается для $\varphi_B = 0$, потому что в этой области кривая $\varphi_B(f)$ имеет минимальную крутизну. Так как частотный диапазон для этой ветви уже, чем для $+1e$, ветвь $-1o$ не используется в АО-дефлекторах.

Экспериментальные исследования были выполнены для углов Брэгга, соответствующих диапазону АО-ячейки. Результаты эксперимента представлены на рис. 3а, б точками; они подтверждают данные расчета с хорошей точностью.

Похожие закономерности наблюдаются на рис. 3в, г, где представлены частотные диапазоны для ветвей $-1e$ и $+1o$ соответственно. Имеет место сильное уширение частотных характеристик вплоть до $\Delta f_\alpha = 20,4$ МГц в области дефлекторной геометрии на частоте $f_0 = 126,7$ МГц. Однако, в отличие от ветвей $+1e$ и $-1o$, здесь величина Δf_α меньше Δf_0 во всем диапазоне расчета.

Другой важной характеристикой АО-взаимодействия является зависимость эффективности дифракции ζ от угла падения света φ_0 , которая определяет угловой диапазон взаимодействия $\Delta\varphi$. Зависимость угловых диапазонов $\Delta\varphi_\alpha$ (черные кривые 1) и $\Delta\varphi_0$ (красные кривые 2) от угла Брэгга для всех ветвей АО-взаимодействия представлена на рис. 4. Здесь точки тангенциальной геометрии Т являются особенными, поскольку они соответствуют чрезвычайно низкой угловой селективности. Например, для ветви $+1e$ (рис. 4а) угловой диапазон достигает величины $\Delta\varphi_\alpha = 1,9^\circ$. Для ветвей $-1e$ и $+1o$ (рис. 4в, г) угловой диапазон в этой области даже больше из-за низких частот ультразвука. Экспериментальные результаты были получены только для двух верхних ветвей $-1e$ и $+1o$ в области малых углов Брэгга. Нижние ветви обладают чрезвычайно широкими угловыми характеристиками, что создает трудности для экспериментального измерения. Кроме того, в области тангенциальной геометрии они приобретают сложный двугорбый вид.

Подобно частотным характеристикам, ветви $+1e$ и $-1o$ имеют точки пересечений, в которых диапазоны $\Delta\varphi_\alpha$ и $\Delta\varphi_0$ равны и, следовательно, снос акустического пучка не влияет на ширину углового диапазона. Эта особенность становится понятной, если построить векторные диаграммы (8). Диаграммы показывают, что при $\Delta\varphi_\alpha = \Delta\varphi_0$ вектора расстройки $\eta_0^{(\alpha)}$ и $\eta_0^{(0)}$ имеют одинаковую длину, несмотря на то, что угол между ними составляет большую величину α . Углы Брэгга, при которых исчезает влияние

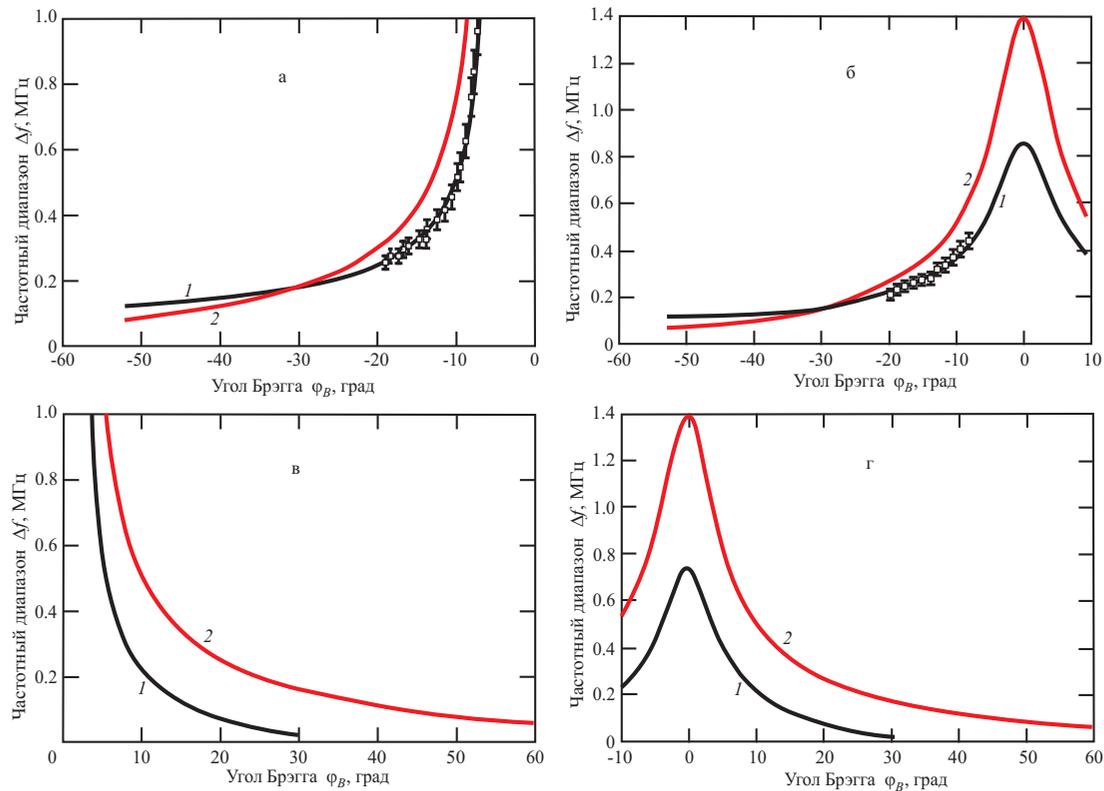


Рис. 3: Зависимость ширины частотного диапазона от угла Брэгга для различных ветвей анизотропной дифракции: $+1e$ (а), $-1o$ (б), $-1e$ (в) и $+1o$ (г)

акустического сноса, определяются оптической и акустической анизотропией конкретного кристалла и его срезом. Так, для парателлурита это имеет место при $\varphi_B \approx -22^\circ$ для среза $\chi = 5^\circ$, $\varphi_B \approx -30^\circ$ для $\chi = 10,5^\circ$ и $\varphi_B \approx -32^\circ$ для $\chi = 15^\circ$.

В. Коэффициенты уширения

Угловые и частотные характеристики зависят от многих параметров, которые относятся как к АО-кристаллу, так и к конкретной АО-ячейке. Поэтому для оценки влияния акустического сноса на характеристики АО-взаимодействия были введены более универсальные характеристики — коэффициенты уширения B_φ и B_f . При анизотропной дифракции эти коэффициенты могут быть как больше, так и меньше единицы, описывая тем самым как уширение, так и сужение частотных и угловых характеристик. Следует также учитывать, что их конкретные значения зависят от угла среза кристалла, угла падения света и частоты ультразвука.

На рис. 5 представлена зависимость коэффициента B_f от частоты синхронизма f_0 , т. е. частоты, при которой угол падения света равен углу Брэгга: $\varphi_0 = \varphi_B$. Расчет выполнен на основе графиков рис. 3 в диапазоне углов Брэгга от -60° до $+60^\circ$. Ось ординат здесь направлена сверху вниз. Нетрудно заметить, что полу-

ченные зависимости $B_f(f_0)$ имеют большое сходство с угло-частотными характеристиками рис. 2, что удивительно, поскольку на рис. 5 по оси ординат отложена величина, характеризующая акустические свойства кристалла, которые не имеют прямого отношения к такому АО-параметру, как угол Брэгга. Можно предположить, что это сходство вызвано опосредованно оптической анизотропией, т. е. формой поверхностей показателей преломления, неявно входящих в соотношение (8). Однако можно отметить и различия. В области тангенциальной геометрии кривые для o и e поляризации не пересекаются, как на рис. 2, а только касаются друг друга. Кроме того, в области малых углов Брэгга кривые инвертированы по сравнению с угло-частотными зависимостями.

Результаты рис. 5 позволяют сделать важный вывод: влияние сноса акустической энергии при анизотропной дифракции не является пренебрежимо малым. Минимальное значение коэффициента уширения составляет 0,068, что означает сужение частотного диапазона в 15 раз, в то время как максимальное значение оказалось равным 2 (уширение в 2 раза). Влияние сноса проявляется через два различных эффекта: 1) изменение направления вектора расстройки η_0 из-за акустического сноса и 2) изменение оптической длины взаимодействия вследствие наклона акустического пучка.

Еще одна интересная особенность была установлена при анализе коэффициентов углового уширения B_φ .

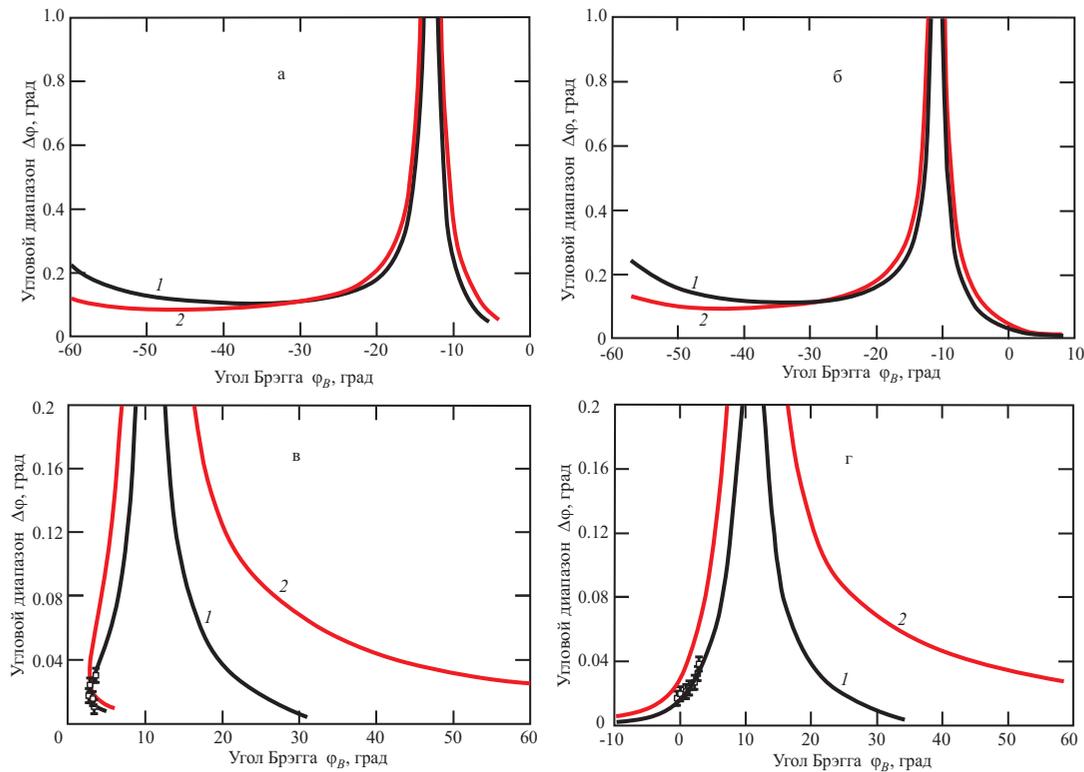


Рис. 4: . Зависимость ширины углового диапазона от угла Брэгга для различных ветвей анизотропной дифракции: $+1e$ (а), $-1o$ (б), $-1e$ (в) и $+1o$ (г)

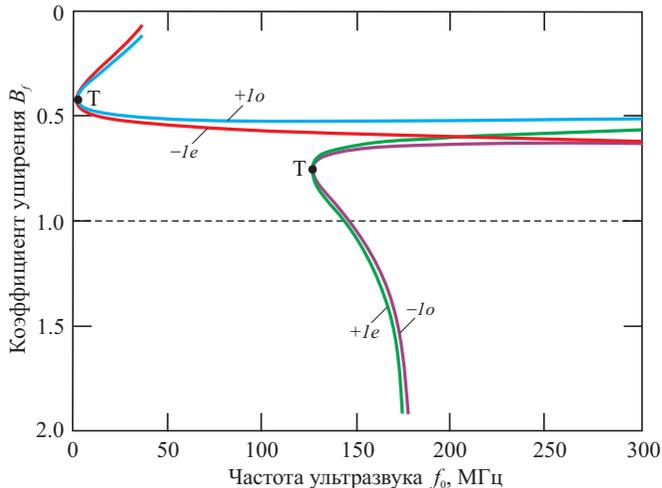


Рис. 5: Зависимость коэффициента уширения от частоты синхронизма для $10,5^\circ$ среза кристалла парателлурита

Расчеты показали, что зависимости $B_\varphi(f_0)$ совпадают с $B_f(f_0)$ не только качественно, но также и количественно во всем диапазоне углов Брэгга (в пределах расчетной погрешности). Такой результат выглядит удивительным, поскольку зависимости, представленные на рис. 3 и 4, существенно отличаются.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование брэгговской дифракции света на наклонной синусоидальной фазовой решетке, созданной ультразвуковой волной в сильно анизотропной среде. Этот тип дифракции характерен для ряда кристаллов, в частности, кристалла парателлурита, который широко используется при создании АО-приборов.

На основе модифицированных уравнений Рамана-Ната, учитывающих снос энергии акустического пучка, выполнены детальные расчеты угловых и частотных характеристик АО-взаимодействия для вариантов как изотропной, так и анизотропной дифракции света. Показано, что снос акустической энергии не меняет условие фазового синхронизма, но оказывает значительное влияние на частотные и угловые характеристики АО-взаимодействия. Введены коэффициенты уширения B_f и B_φ , которые описывают изменение соответственно частотного и углового диапазонов взаимодействия.

В случае изотропной дифракции коэффициенты уширения определяются лишь углом сноса α и описываются простым соотношением $B_f = B_\varphi = \cos \alpha$, которое не зависит от частоты ультразвука и длины волны света. Это означает, что расчет характеристик АО-взаимодействия можно проводить с использованием традиционных формул, но с заменой ширины аку-

стического пучка l на ширину пьезопреобразователя $L_{tr} = l / \cos \alpha$.

В случае анизотропной дифракции влияние акустического сноса имеет сложный характер. В зависимости от угла среза кристалла, частоты ультразвука и поляризации света акустический снос может приводить как к сужению, так и к уширению диапазона АО-взаимодействия. Численный расчет показал, что влияние сноса на характеристики анизотропной дифракции весьма заметно; диапазон АО-взаимодействия может

меняться в несколько раз. Таким образом, снос акустической энергии необходимо учитывать при разработке АО-устройств.

Авторы выражают благодарность В. Я. Молчанову за предоставление АО-ячейки для выполнения экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ) (грант 14-22-00042).

-
- [1] Балакиши В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. (М.: Радио и связь, 1985).
- [2] Xu J., Stroud R. Acousto-optic devices. (Wiley. N. Y., 1992).
- [3] Voloshinov V.B., Polikarova N.V., Declercq N.F. J. Acoust. Soc. Amer. **125**, №2. P. 772. (2009).
- [4] Voloshinov V.B., Balakshy V.I., Kulakova L.A., Gupta N. J. Opt. A: Pure & Appl. Opt. **10**, №9. P. 095002. (2008).
- [5] Gottlieb M., Goutzoulis A., Singh N. Opt. Eng. **31**, №10. P. 2110. (1992).
- [6] Белый В.Н., Казак Н.С., Павленко В.К., Камранжи Е.Г. Акуст. ж. **43**, №2. С. 156. (1997).
- [7] Kastelik J.-C., Dupont S., Yushkov K.B., Gazalet J. Ultrasonics. **53**, №1. P. 219. (2013).
- [8] Балакиши В.И., Манцевич С.Н. Акуст. ж. **58**, №5. С. 600. (2012).
- [9] Ermakov A.A., Balakshy V.I., Mantsevich S.N. Phys. Wave Phenom. **21**, №4. P. 314. (2013).
- [10] Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. (М.: Наука, 1982).
- [11] Zakharov A.V., Polikarova N.V., Blomme E. Proc. SPIE. **5953**. P. 59530D. (2005).
- [12] Балакиши В.И., Волошин А.С. Опт. и спектр. **110**, №3. С. 840. (2011).
- [13] Zakharov A.V., Voloshinov V.B., Blomme E. Ultrasonics. **51**, №6. P. 745. (2011).
- [14] Балакиши В.И., Волошин А.С., Молчанов В.Я. Опт. и спектр. **117**, №5. С. 827. (2014).
- [15] Gordon E.I. Appl. Opt. **5**, №10. P. 1629. (1996).
- [16] Балакиши В.И., Парыгин В.Н. Радиотехн. и электрон. **25**, №9. С. 1957. (1980).

Acousto-optic effect in media with strong acoustic anisotropy

V.I. Balakshy^a, A.S. Voloshin

¹Department of Oscillation Physics, Faculty of Physics, M.V.Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia
E-mail: ^abalakshy@phys.msu.ru

Results of theoretical and experimental investigation of acoustic beam walk-off influence on acousto-optic characteristics in a paratellurite single crystal are presented. Variants of isotropic and anisotropic diffraction are analyzed. Angular and frequency characteristics of acousto-optic interaction are calculated on the basis of modified Raman-Nath equations in wide ranges of Bragg angles and acoustic frequencies. It is established that the acoustic walk-off can change essentially the width of acousto-optic range. Therefore this effect should be taken into consideration at designing acousto-optic instruments. Experimental verification of the numerical calculations is fulfilled with an acousto-optic cell made of 10.5° paratellurite cut.

PACS: 78.20.hb, 42.79.Jq

Keywords: acoustic anisotropy, acoustic energy walk-off, paratellurite, acousto-optic interaction, isotropic and anisotropic Bragg diffraction, coupled-wave equations, acousto-optic deflectors and filters.

Received 15.11.2014.

Сведения об авторах

1. Балакиши Владимир Иванович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-46-97, e-mail: balakshy@phys.msu.ru.
2. Волошин Андрей Сергеевич — аспирант 3-ого года обучения; тел.: (495) 939-46-97, e-mail: andrey.voloshin@physics.msu.ru.