

УДК 535.241.13:534

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИИ ШИРОКОУГОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА МОНОКРИСТАЛЛЕ ПАРАТЕЛЛУРИТА

**В. Я. Молчанов¹, А. И. Колесников², М. А. Брызгина²,
О. В. Гасанов², Е. Е. Арямин², Д. В. Друина², А. В. Лямкин²**

¹НТЦ Акустооптики НИТУ МИСиС (Москва)

²Тверской государственный университет
кафедра прикладной физики

Рассчитана оптимальная геометрия акустооптического взаимодействия в электронно-перестраиваемых фильтрах. Выявлены особенности акустооптических приборов ультрафиолетового диапазона длин волн на парателлурите.

Ключевые слова: акустооптическое взаимодействие, светозвукопровод, акустооптический фильтр, анизотропная дифракция света, монокристалл парателлурифта, хроматические аберрации

Введение. Тенденция развития современной фотоники показывает, что создание акустооптических устройств нового поколения может быть достигнуто при реализации оптимальной геометрии акустооптического взаимодействия в электронно-перестраиваемых фильтрах, которому обычно в литературе не уделяется должного внимания.

Характеристики акустооптических приборов определяются анизотропными свойствами акустооптического материала, в котором осуществляется взаимодействие световых и акустических волн. Анизотропия физических свойств кристалла позволяет находить в них специфические направления, в которых возможно реализовать многообразие геометрий акустооптического взаимодействия, которое в принципе исключено в изотропных средах. При разработке акустооптических приборов широко используется так называемая анизотропная дифракция света. Этот вид дифракции находит применение в акустооптических перестраиваемых фильтрах изображений. Акустооптический материал парателлурифт является одним из наиболее востребованных материалов в акустооптике и, одновременно, одним из самых сложных материалов фотоники. Причина заключается в крайне высокой анизотропии оптических, акустических, фотоупругих, электрических и механических свойств и констант материала.

В связи с этим целью данной работы явился расчет оптимальной геометрии широкоугольного взаимодействия для акустооптических фильтров изображений на монокристалле парателлурифта и определение

особенностей акустооптических приборов ультрафиолетового диапазона длин волн.

Расчеты оптимальной геометрии акустооптического взаимодействия в электронно-перестраиваемых фильтрах. Векторные диаграммы рассеяния фотонов на фонах являются удобным математическим формализмом, который позволяет рассматривать основные параметры анизотропных акустооптических устройств в зависимости от направления падающего светового излучения и направления распространения фазовой скорости акустической волны в кристалле. В отличие от изотропного акустооптического взаимодействия векторные диаграммы для анизотропного случая допускают значительно большие вариации геометрии акустооптического взаимодействия. В определенных частных случаях формализм векторных диаграмм анизотропного взаимодействия допускает аналитическое представление результатов. Векторные диаграммы определяют зависимости брэгговского угла падения света и брэгговских углов дифрагированного поля в зависимости от частоты акустооптического взаимодействия или частоты управляющего радиосигнала. Основная особенность анизотропных векторных диаграмм заключается в том, что, вообще говоря, брэгговские углы падения не равны углам дифракции.

Векторные диаграммы дают необходимые, но не достаточные условия существования дифракции света на акустических волнах. Для существования дифракции необходимо, чтобы соответствующая эффективная фотоупругая константа в данном направлении была отлична от нуля. Необходимо также физическое перекрытие областей световых и акустических полей. Последнее обстоятельство является принципиальным в средах с выраженной оптической и акустической анизотропией. Иными словами, если дифракция света имеет место, то она будет происходить по законам, предписываемым формализмом векторных диаграмм. Еще раз подчеркнем, что этот формализм строго справедлив в предельном случае взаимодействия плоских волн.

Введем несколько определений. Акустооптическое взаимодействие будем называть неколлинеарным, если фазовые скорости (волновые векторы) падающей световой, дифрагированной и звуковой волн неколлинеарны. Под коллинеарным взаимодействием будем понимать случай, когда фазовые скорости (волновые векторы) всех трех волн, участвующих в процессе дифракции, строго коллинеарны. Наконец, термином «квазиколлинеарное взаимодействие» будем обозначать ситуацию, когда фазовая скорость (волновой вектор) падающей световой волны коллинеарна групповой скорости (вектору Пойнтинга) акустической волны. Последний тип взаимодействия распространен в кристаллических средах с высокой степенью

акустической анизотропии. При этом, вообще говоря, фазовые скорости дифрагированной и звуковой волн могут быть неколлинеарными.

Рассмотрим векторную диаграмму анизотропного акустооптического взаимодействия для одноосного положительного кристалла парателлуриата (рис. 1).

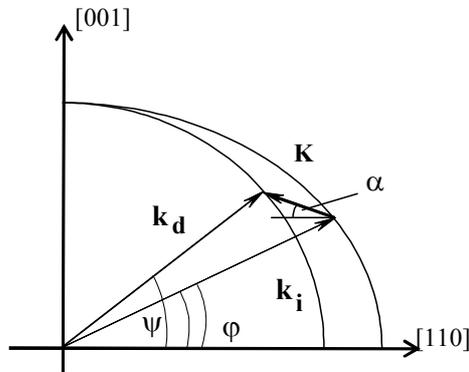


Рис. 1. Векторная диаграмма анизотропного неколлинеарного акустооптического взаимодействия в монокристалле парателлуриата

Будем рассматривать главную оптическую плоскость, когда плоскость акустооптического взаимодействия содержит оптическую ось. Для определенности предположим, что акустооптическое взаимодействие имеет место в монокристалле парателлуриата в плоскости [110]–[001]. Пренебрежем гиротропией кристалла.

Здесь и далее использованы следующие обозначения: λ – длина волны в вакууме, V – скорость звука, φ – угол падения света (угол между волновым вектором падающего света и осью [110] кристалла), ψ – угол дифракции, n_o и n_e – показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей, V_{110} – скорость звука в направлении оси [110], V_{001} – скорость звука в направлении оси [001].

Можно показать, что частоты акустооптического взаимодействия $f_2(\varphi)$ и $f_1(\varphi)$ для верхней и нижней ветви дифракции зависят от угла падения света φ следующим образом:

$$f_2(\varphi) = \frac{V}{\lambda} \left[n_e \cdot \cos(\varphi + \alpha) - \sqrt{n_o^2 - (n_e \cdot \sin(\varphi + \alpha))^2} \right], \quad (1)$$

$$f_1(\varphi) = \frac{V}{\lambda} \left[n_e \cdot \cos(\varphi + \alpha) + \sqrt{n_o^2 - (n_e \cdot \sin(\varphi + \alpha))^2} \right]. \quad (2)$$

Значения n_o и n_e определяются дисперсионной формулой

$$n_o = \sqrt{1 + \frac{2.5844 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.1342^2} + \frac{1.1557 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.2638^2}}$$

$$n_e = \sqrt{1 + \frac{2.8525 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.1342^2} + \frac{1.5141 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.2631^2}}. \quad (3)$$

Значение скорости звука V в данном направлении вычисляется по формуле

$$V = V_{110} \cdot \sqrt{\cos(\alpha)^2 + \left(\frac{V_{001}}{V_{110}}\right)^2 \cdot \sin(\alpha)^2}. \quad (4)$$

Угол между падающим и дифрагированным лучами определяется формулой

$$\beta = a \sin\left(\frac{\lambda \cdot f}{n_o \cdot V} \cdot \sin(\varphi + \alpha)\right). \quad (5)$$

Значения материальных констант кристалла парателлуриата взяты следующими: $V_{001} = 1,104 \times 10^5$ см/сек, $V_{110} = 0,616 \times 10^5$ см/сек. Вычисления произведены для длины волны света $\lambda = 1,064$ мкм и значения угла $\alpha = 6,4^\circ$.

Физически зависимость угла падения φ от частоты есть зависимость Брэгговского угла от частоты. Очевидно, в отличие от изотропного взаимодействия, частотные зависимости углов падения φ и дифракции $\psi = \varphi + \beta$ различны.

Рассмотрим обзорное решение системы уравнений (1–5) в виде $f = f(\varphi)$. Значение угла α есть параметр. Соответствующая зависимость представлена на рис. 2. Иногда в литературе [1] ее называют «угло-частотной характеристикой».

Из рис. 2 следует, что теоретически акустооптическое взаимодействие может, вообще говоря, иметь место в диапазоне частот от 0 до нескольких единиц ГГц. На практике рабочий диапазон акустооптических устройств обычно не превышает 300...400 МГц вследствие возрастания поглощения акустических волн. Исключение составляют высокочастотные акустооптические устройства на основе монокристаллов ниобата лития, которые успешно работают в диапазоне до 4...5 ГГц. Обращает внимание выраженная немонотонность Брэгговского угла.

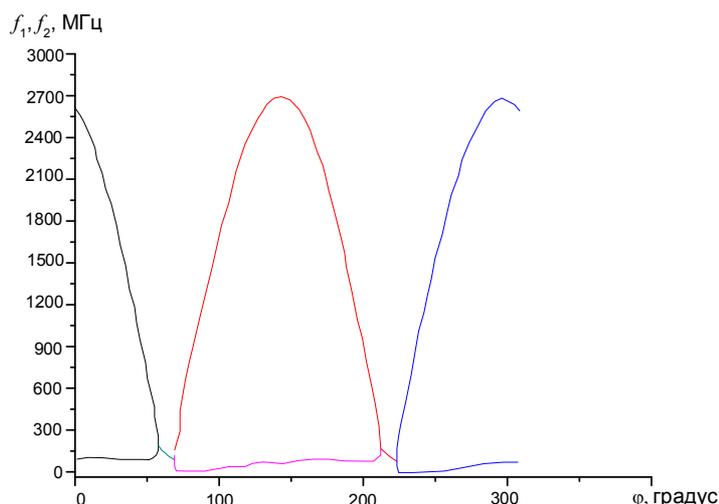


Рис. 2. Угло-частотная характеристика анизотропного взаимодействия

Рассмотрим детализированное графическое решение в диапазоне достаточно низких частот (рис. 3 и рис. 4). Обратим внимание на характерные области решения. В областях А и В (рис. 3) имеем $\partial\phi/\partial f = 0$. Это означает, что при данных углах падения Брэгговский синхронизм не нарушается в достаточно большом диапазоне частот для реальной расходящейся акустической волны. Области А и В определяют геометрию акустооптического взаимодействия оптимальную для акустооптического дефлектора.

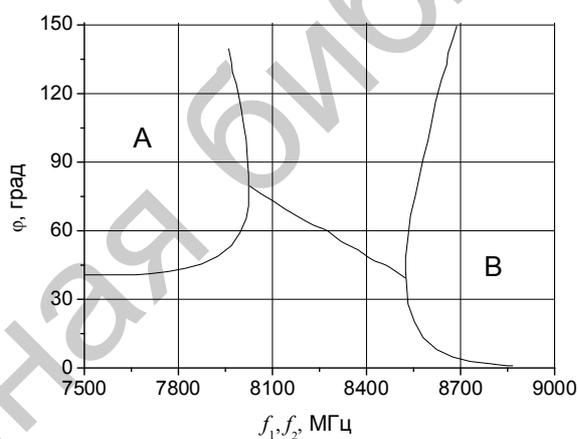


Рис. 3. Области углов Брэгга А и В, оптимальные для создания акустооптических дефлекторов

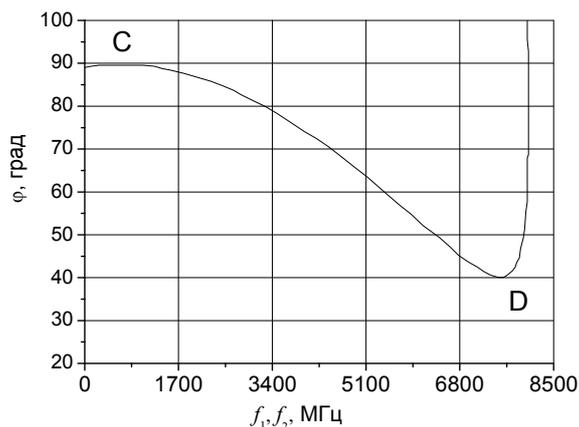


Рис. 4. Области углов Брэгга С и D, оптимальные для широкоугольной акустооптической фильтрации в монокристаллах парателлуриата

Эффективность дифракции определяется действующим значением фотоупругой константы. Для монокристалла парателлуриата данная константа в направлении оси [110], т.е. в области С равна нулю [1]. Поэтому коллинеарное акустооптическое взаимодействие в этом направлении в парателлуриате невозможно. В то же время кристалл молибдата кальция, например, традиционно используется для создания коллинеарных фильтров, поскольку действующая фотоупругая константа в том же направлении достаточно высока.

Уравнения (1) и (2) определяют так называемую настроечную кривую акустооптического фильтра или, что то же самое, зависимость длины волны акустооптического взаимодействия от частоты. Из (1) и (2) следует, что эта зависимость близка к обратно пропорциональной и для конкретной рабочей точки определяется дисперсионной зависимостью показателей преломления n_o и n_e . Вследствие дисперсии изменение частоты звука на октаву всегда соответствует изменению длины световой волны менее чем на октаву.

Особенности акустооптических приборов ультрафиолетового диапазона длин волн. Технические применения акустооптических приборов в УФ диапазоне длин волн весьма многообразны. К ним относятся как традиционные инженерные направления (лазерная обработка материалов, литография, системы оптической памяти), так и медико-биологические направления, использующие эффект лазерной флюоресценции биологических объектов для медицинской клинической диагностики. Наиболее перспективными для данных задач представляются системы сканирования лазерного луча и фильтрации немонахроматического излучения на основе акустооптических

приборов. Выбор акустооптических материалов УФ диапазона акустооптики достаточно ограничен. Главным критерием является значение границы поглощения материала в УФ области и принадлежность кристалла к группе симметрии, которая позволяет реализовать анизотропное акустооптическое взаимодействие. Значение коэффициента акустооптического качества M_2 может отступать на второй план для ряда задач, поскольку эффективность дифракции обратно пропорциональна квадрату длины световой волны. Так, например, при прочих равных условиях дефлектор, работающий на длине волны эксимерного лазера 193 нм будет иметь на порядок меньшую потребляемую мощность по сравнению с работой с He-Ne лазером на длине волны 633 нм. Для УФ диапазона наиболее перспективными представляются кристаллы KDP (граница поглощения 150 нм). В зависимости от системных требований в жестком УФ диапазоне могут использоваться монокристаллы MgF_2 (граница поглощения 120 нм), однако коэффициент качества M_2 данного материала для типичной геометрии анизотропного акустооптического взаимодействия составляет $\sim 0,2$ от референтного значения для плавленого кварца.

Вместе с тем прогресс в области лазерной физики последнего времени привел к созданию промышленных твердотельных лазеров с диодной накачкой, работающих на третьей гармонике основного излучения 1064 нм, а именно, на УФ длине волны 355 нм. Эти лазеры являются мощными и компактными приборами, что предопределяет их широкое прикладное использование. Поэтому создание акустооптических двухкоординатных дефлекторов на классическом материале акустооптики – парателлурите – именно, на длину волны 355 нм представляется весьма актуальным. Парателлулит в ультрафиолетовой области имеет две главные особенности: резкую границу поглощения и аномально высокое удельное вращение плоскости поляризации или аномально большую эффективную компоненту псевдотензора гирации G_{33} [1] вдоль оптической оси кристалла. Поскольку в УФ акустооптических дефлекторах и падающий и дифрагированный лучи распространяются под малыми углами ($1...3^\circ$) к оптической оси, то эффект вращения плоскости поляризации может влиять или даже превалировать над эффектом двулучепреломления. Эта особенность приводит к тому, что рабочими состояниями поляризации дефлекторов УФ и сине-зеленого диапазона длин волн являются уже не ортогональные линейные поляризации (что имеет место в акустооптических дефлекторах красной и ИК области длин волн) а, вообще говоря, ортогональные эллипсы. В УФ области может произойти вырождение эллиптических ортогональных собственных поляризаций в ортогональные круги. Другим принципиальным

следствием высокого эффекта вращения плоскости поляризации является феномен «деформации» поверхностей волновых векторов обыкновенного и необыкновенного лучей, формирующих векторные диаграммы, по которым традиционно рассчитываются зоны брэгговского синхронизма и, соответственно, определяются рабочие частоты и геометрия акустооптического взаимодействия в акустооптических приборах.

Будем рассматривать анизотропное акустооптическое взаимодействие в одноосном гиротропном кристалле с обыкновенным n_o и необыкновенным n_e показателями преломления. Решение основано на формализме векторных диаграмм для главной оптической плоскости (когда плоскость акустооптического взаимодействия содержит оптическую ось).

Здесь и далее использованы обозначения: φ – угол падения света (угол между волновым вектором падающего света и осью [110] кристалла), $n_o^*(\varphi)$ и $n_e^*(\varphi)$ – показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей падающих под углом φ в кристалле, G_{33} – эффективная компонента псевдотензора гирации вдоль оси [001].

Можно показать, что частоты акустооптического взаимодействия $f_2(\varphi)$ и $f_1(\varphi)$ для верхней и нижней ветви дифракции зависят от угла падения света φ следующим образом:

$$f_2(\varphi) = \frac{V}{\lambda} \left[n_e^*(\varphi) \cdot \cos(\varphi + \alpha) - \sqrt{n_o^*(\varphi)^2 - (n_e^*(\varphi) \cdot \sin(\varphi + \alpha))^2} \right] \quad (6)$$

$$f_1(\varphi) = \frac{V}{\lambda} \left[n_e^*(\varphi) \cdot \cos(\varphi + \alpha) + \sqrt{n_o^*(\varphi)^2 - (n_e^*(\varphi) \cdot \sin(\varphi + \alpha))^2} \right] \quad (7)$$

где

$$n_e^*(\varphi) = \frac{1 + \tan(\pi/2 - \varphi)^2}{\sqrt{\frac{1}{n_o^2} + \frac{\tan(\pi/2 - \varphi)^2}{2} \cdot \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2}\right) - \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\tan(\pi/2 - \varphi)^4 \cdot \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2}\right)^2 + 4 \cdot G_{33}^2}}} \quad (8)$$

$$n_o^*(\varphi) = \frac{1 + \tan(\pi/2 - \varphi)^2}{\sqrt{\frac{1}{n_o^2} + \frac{\tan(\pi/2 - \varphi)^2}{2} \cdot \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2}\right) + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\tan(\pi/2 - \varphi)^4 \cdot \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2}\right)^2 + 4 \cdot G_{33}^2}}} \quad (9)$$

Значения n_o и n_e определяются дисперсионной формулой

$$n_o = \sqrt{1 + \frac{2.5844 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.1342^2} + \frac{1.1557 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.2638^2}}$$

$$n_e = \sqrt{1 + \frac{2.8525 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.1342^2} + \frac{1.5141 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0.2631^2}} \quad (10)$$

Значение скорости звука V в данном направлении вычисляется по формуле

$$V = V_{110} \cdot \sqrt{\cos(\alpha)^2 + \left(\frac{V_{001}}{V_{110}}\right)^2 \cdot \sin(\alpha)^2} \quad (11)$$

Дисперсионная формула дает значения $n_o = 2,568$ и $n_e = 2,773$ для длины волны 355 нм. Значения материальных констант кристалла парателлурита взяты следующими [1]: $V_{001} = 1,104 \cdot 10^5$ см/сек, $V_{110} = 0,616 \cdot 10^5$ см/сек, $G_{33} = 1,1 \cdot 10^{-4}$, при этом следует учесть соотношение $G_{33} = \rho \cdot \frac{\lambda}{\pi \cdot n_o^3}$, где ρ – удельное вращение плоскости поляризации в рад/сек.

Рис. 5 демонстрирует эффект деформации поверхности волновых векторов вследствие гиротропии в полярной системе координат. Диапазон изменения показателя преломления показан на рисунке. Рис. 5, а является обзорным. Рис. 5, б показывает подробно часть поверхности волновых векторов, примыкающую к оптической оси. Рис. 5, в имеет тот же масштаб, что и рис. 5, б, но при условии отсутствия гиротропии: $G_{33} = 0$.

Следует отметить, что система уравнений (10, 11) строго справедлива только при условии, что значения обыкновенного показателя преломления вдоль направления падающего света и вдоль направления дифрагированного света равны между собой. Иными словами, в пределах малого угла между падающим и дифрагированным пучком предполагается, что величина $n^*(\varphi) = const$. В гиротропном кристалле это не так. Поэтому для повышения точности расчет производится в 3 этапа по следующему алгоритму. На I этапе решается система уравнений (6–11) как обычно. На этапе II вычисляется угол β между падающим и дифрагированным пучком по формуле (5).

На III заключительном этапе уравнение (10) для $n_o^*(\varphi)$ решается для нового аргумента $\varphi - \beta$ для нижней ветви и для нового аргумента $\varphi + \beta$ для верхней ветви дифракции.

На рис. 6 приведена зависимость частоты Брэгговского синхронизма f для низкочастотной ветви акустооптического взаимодействия, полученная из решения уравнений (4-5) для $\alpha = 4,5^\circ$ и для гипотетического случая $G_{33} = 0$ (кривая 1) от угла падения

φ лазерного излучения. Там же даны аналогичные зависимости для трех значений эффективной компоненты псевдотензора гирации. $G_{33} = 1,1 \cdot 10^{-4}$ (кривая 2) и значений, отличающихся примерно на $\pm 10\%$: $G_{33} = 1,0 \cdot 10^{-4}$ и $1,2 \cdot 10^{-4}$ (кривые 3 и 4, соответственно).

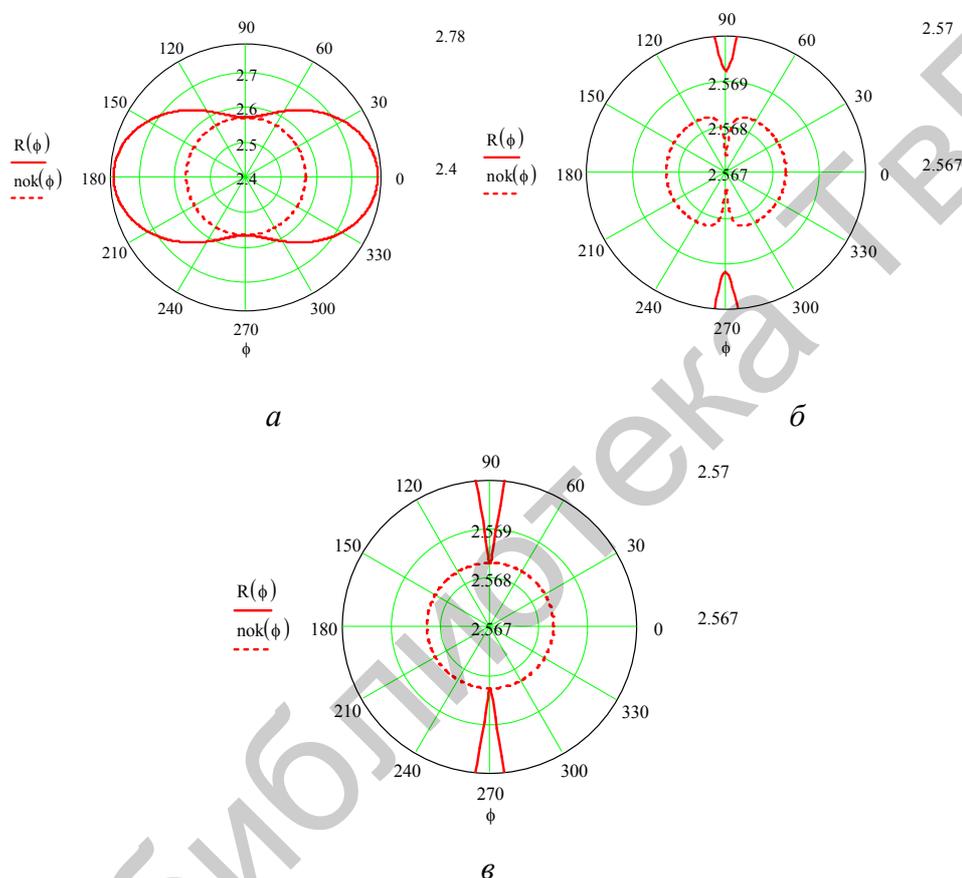


Рис. 5. Эффект деформации поверхности волновых векторов в TeO_2 вследствие эффекта гиротропии при дифракции на длине волны 355 нм

Этот сделано с целью оценить возможное смещение угло-частотной характеристики дефлектора, вследствие неточности в аппроксимации значения G_{33} для длины волны 355 нм по данным [1].

Из рис. 6 следует, что нижняя и верхняя рабочие частоты дефлектора резко зависят от G_{33} , в то время, как диапазон рабочих частот практически не меняется. Для повышения точности расчетов необходима организация экспериментального исследования и измерения удельного вращения плоскости поляризации на длине волны 355 нм в монокристалле TeO_2 , поскольку эти данные в литературе отсутствуют.

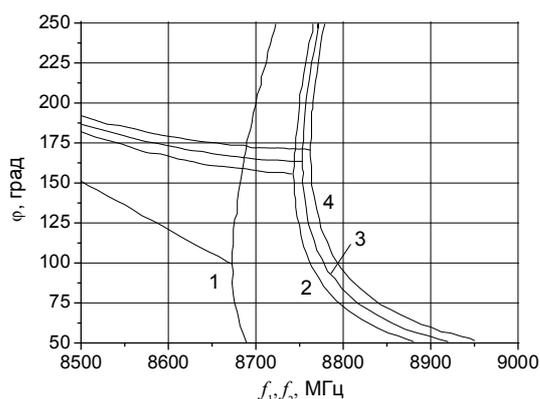


Рис. 6. Угло-частотные характеристики акустооптического взаимодействия в парателлурите при трех различных значениях G_{33} (кривые 2, 3, 4). Кривая 1 соответствует значению $G_{33}=0$

Также изменяется оптимальный угол падения лазерного излучения на дефлектор на центральной рабочей частоте, а именно: $86,73^\circ$ на центральной рабочей частоте 98 МГц при $G_{33}=0$ (кривая 1) и $87,69^\circ$ на центральной рабочей частоте 177 МГц при $G_{33} = 1,1 \cdot 10^{-4}$ (кривая 2). Эта разница должна быть учтена при разработке оптимальной конструкции светозвукопровода акустооптического прибора.

Заключение. Проведенные теоретические исследования наглядно показали, что создание акустооптических фильтров изображений нового поколения возможно лишь при тщательном учете влияния всего многообразия проявления анизотропных физических свойств и материальных констант материала. Была рассчитана оптимальная геометрия широкоугольного взаимодействия для акустооптических фильтров изображений на монокристалле парателлурита и определены особенности акустооптических приборов на парателлурите ультрафиолетового диапазона длин волн.

Список литературы

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.

**DETERMINATION OF THE GEOMETRY OF WIDE ANGLE
INTERACTION FOR ACOUSTOOPTIC IMAGE FILTERS ON
PARATELLURITE SINGLE CRYSTALS**

**V. Ya. Molchanov¹, A. I. Kolesnikov², M. A. Bryzgina²,
O. V. Gasanov², E. E. Aryamin², D. V. Druina², A. V. Lyamkin²**

¹ STC of Acoustooptics, NITU MISIS (Moscow)

² Tver State University, *Chair of Applied Physics*

Optimal geometry of acoustooptic interaction in electronic tunable filters has been calculated. Specific features of the ultraviolet acoustooptical instruments on paratellurite have been revealed.

Keywords: *acoustooptic interaction, light and sound ducts, acoustooptic filter, anisotropic light diffraction, paratellurite single crystal, chromatic aberrations*

Об авторах:

МОЛЧАНОВ Владимир Яковлевич – кандидат физ.-мат. наук, главный научный сотрудник, зам. директора НТЦ акустооптики НИТУ МИСиС, 119049, Ленинский просп., д. 4; *e-mail*: aocenter@mail.ru;

КОЛЕСНИКОВ Александр Игоревич – кандидат физ.-мат. наук, доцент кафедры прикладной физики ТвГУ, 170100, г. Тверь, ул. Желябова, 33;

БРЫЗГИНА Марина Алексеевна – аспирант кафедры прикладной физики ТвГУ;

ГАСАНОВ Олег Валерьевич – магистрант кафедры прикладной физики ТвГУ;

АРЯМИН Егор Евгеньевич – магистрант кафедры прикладной физики ТвГУ;

ДРУИНА Дарья Викторовна – магистрант кафедры прикладной физики ТвГУ;

ЛЯМКИН Антон Викторович – магистрант кафедры прикладной физики ТвГУ.