

СЕКЦИЯ 6. АКУСТОЭЛЕКТРОНИКА И АКУСТООПТИКА

Визуализация оптического волнового фронта методом дифракции света на ультразвуке

В.И. Балакший 2

Изучение кристалла $KLU(WO_4)_2$ как акустооптического материала

Д.Ю. Великовский, М.М. Мазур, А.А. Павлюк, В.Э. Пожар, С.Ф. Солодовников, Л.И. Юданова..... 4

Двумерное описание акустооптического взаимодействия в экспоненциально неоднородном ультразвуковом поле

Е.А. Дьяконов 6

Модифицированный параметр Кляйна-Кука для анализа акустооптического взаимодействия в акустически анизотропной среде

А.В. Захаров, Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов 10

Микрожидкостная акустоэлектроника – история, достижения, проблемы и перспективы

В.Г. Можяев 14

Разработка акустооптических приборов, использующих трансформацию упругих волн

Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов 17

Дифракция плазмонов дальнего ИК диапазона на поверхностной акустической волне

И.М. Сопко, Г.А. Князев..... 19

Синтез трехмерного Фурье-образа пучка в анизотропной среде по двумерному образу профиля внешнего воздействия

А.С. Трушин..... 23

Визуализация оптического волнового фронта методом дифракции света на ультразвуке

В.И. Балакший

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
balakshy@phys.msu.ru

В докладе представлен краткий обзор теоретических и экспериментальных исследований, выполненным за последние годы на кафедре физики колебаний физического факультета МГУ.

Проблема визуализации оптического волнового фронта или, другими словами, визуализации фазовых объектов относится к классическим задачам волновой оптики [1,2]. Эта проблема приобрела большую актуальность в связи с широким применением лазеров не только в физике и технике, но также и в химии, биологии, медицине, экологии и других областях научных знаний. Хорошо известно, что световая волна, проходя через объект или отражаясь от него, испытывает в общем случае не только амплитудную, но также и фазовую пространственную модуляцию. Однако глаз или любое другое фотоприемное устройство способны регистрировать только изменения амплитуды (точнее, интенсивности света). Поэтому вся информация об объекте, представленная в фазовой модуляции, полностью теряется, хотя эта информация может быть очень важной и даже единственной информацией об объекте (в случае так называемых фазовых объектов). Для регистрации и измерения фазомодулированного оптического поля сначала надо фазовую модуляцию превратить в амплитудную. Известно несколько методов визуализации фазовых объектов. Некоторые из них, такие как метод темного поля, метод фазового контраста и др., используют пространственную фильтрацию оптического сигнала в фурье-плоскости [1,2].

В 1981 году нами был предложен новый метод визуализации фазовых объектов, основанный на угловой селективности брэгговской акустооптической (АО) дифракции [3,4]. Рис. 1 поясняет принцип АО визуализации. В фазомодулированной световой волне, которая может быть записана в форме $u_i(z) = u_0 \exp[j\gamma(z)]$, направление волновой нормали меняется от точки к точке по закону

$$\theta_i(z) = \frac{1}{k} \cdot \frac{d\gamma}{dz} \equiv \frac{\gamma'}{k}, \quad (1)$$

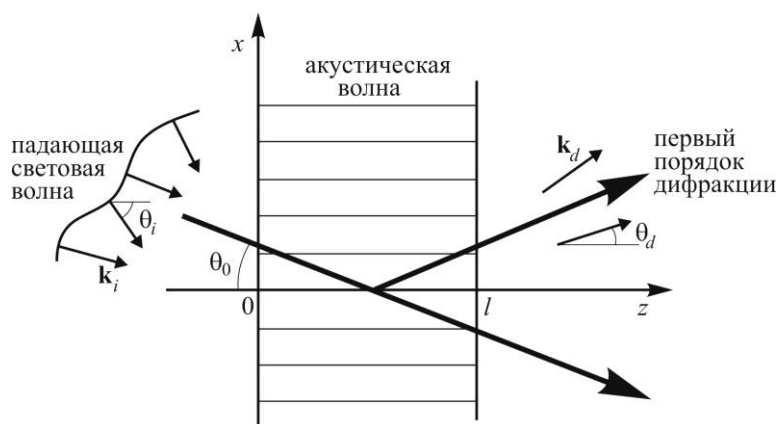


Рис. 1. Геометрия АО взаимодействия при дифракции фазомодулированной световой волны

где k – волновое число. Когда эта волна проходит через АО ячейку, то различные

участки ее волнового фронта дифрагируют с разной эффективностью из-за различия в углах падения θ_i . В результате дифрагированная волна оказывается промодулированной по интенсивности по оси z в соответствии с локальными значениями фазового градиента $\gamma'(z)$. Можно сказать, что АО ячейка работает здесь как угловой дискриминатор.

В последующих работах [5-8] АО метод визуализации был детально исследован как теоретически, так и экспериментально. Показано, что эффект визуализации возникает, когда свет падает на ячейку под углом, отличающимся от угла Брэгга, а оптимальным является угол падения, соответствующий участку с наибольшей крутизной склона передаточной функции. Контраст визуализированного изображения пропорционален глубине фазового рельефа исходного изображения. Частотно-контрастная характеристика типична для систем, осуществляющих дифференцирование оптического сигнала: АО система плохо передает низкие пространственные частоты (из-за малой величины фазового градиента), а также и высокие частоты (вследствие ограниченности углового диапазона АО ячейки). Таким образом, предельное разрешение выходного изображения определяется шириной передаточной функции АО взаимодействия. При увеличении частоты ультразвука или длины АО взаимодействия контраст возрастает, но разрешение падает.

Важной особенностью метода является возможность регистрации фазовой структуры светового поля в присутствии амплитудной модуляции. Достоинство АО метода состоит также в возможности быстрого электрического управления характеристиками визуализированного изображения путем изменения параметров акустической волны и проведения, таким образом, измерений в режиме реального времени.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований №№ 12-07-00633-а и 12-02-01302-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Гудмен. «Введение в фурье-оптику» М.: Мир, 1970.
2. В.Н. Парыгин, В.И. Балакший. «Оптическая обработка информации» М.: Изд. Моск. ун-та, 1987.
3. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Х.А. Упасена. // Квант. электрон. 1981. Т. 8. № 4. С. 865.
4. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. «Физические основы акустооптики» М.: Радио и связь, 1985.
5. V.I. Balakshy. // Optics & Laser Techn. 1996. V. 28. № 2. P. 109.
6. V.I. Balakshy, D.E. Kostyuk. // Proc. SPIE. 2004. V. 5828. P. 84.
7. V.I. Balakshy et al. // J. Modern Optics 2005. V. 52. № 1. P. 1.
8. В.И. Балакший, В.Б. Волошинов. // Квант. электрон. 2005. Т. 35. № 1. С. 85.

Изучение кристалла $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ как акустооптического материала

Д.Ю. Великовский¹, М.М. Мазур², А.А. Павлюк³, В.Э. Пожар¹, С.Ф. Солодовников³,
Л.И. Юданова³

¹НТЦ УП РАН, Москва

²ВНИИФТРИ, Менделеево

³ИНХ СО РАН, Новосибирск
dgvelikovsky@gmail.com

Семейство вольфраматов с общей формулой $\text{KRE}(\text{WO}_4)_2$, где RE - редкоземельный элемент (Gd, Yb, Lu), находит все более широкое применение в лазерной технике. Наиболее известен кристалл $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, который обладает высокой оптической стойкостью [1] и используется в легированном виде в качестве активного элемента лазеров [2]. Ранее авторами было показано, что эти кристаллы также обладают значительной фотоупругостью [3], и это делает их интересными для акустооптики. В докладе описан относительно новый кристалл $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ (сокращенно KLuW , см. рис. 1) и проанализирован как акустооптический (АО) материал.

Для использования материала в качестве акустооптического элемента необходимо знать его оптические, акустические и фотоупругие характеристики. Поскольку они связаны с физико-химическими свойствами, в докладе описаны особенности выращивания кристалла и его структуры. Моноклинная сингония кристаллов (класс $2/m$) обуславливает выраженную анизотропию оптических свойств, в том числе оптическую двуосность.

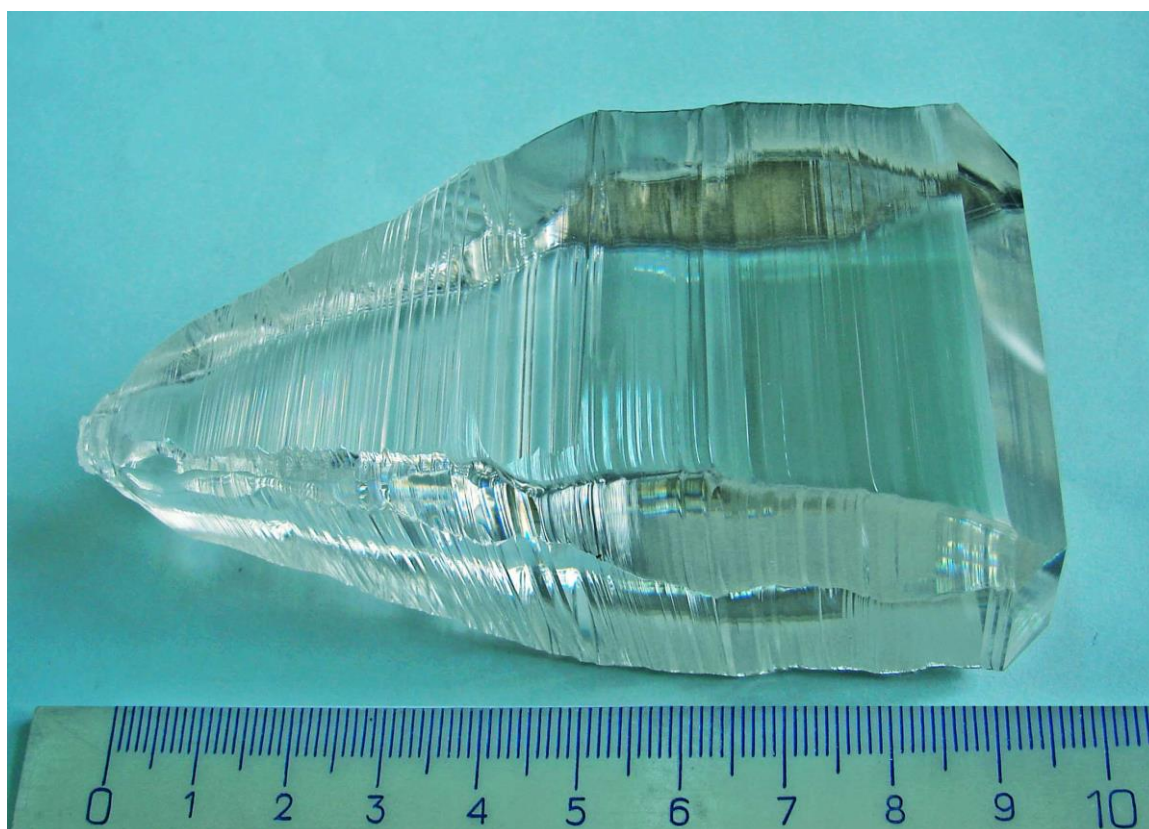


Рис. 1. Фото кристалла $\alpha\text{-KLu}(\text{WO}_4)_2$

Кристалл KLuW отличается в семействе и наиболее выраженной акустической анизотропией и наименьшей скоростью ультразвука. Упругие свойства в полном объеме были впервые исследованы нами [3], получены значения всех констант жесткости материала и построены поверхности медленностей для всех акустических мод. Особенности измерений и порядок вычисления упругих констант сформулированы в методики ГСССД [4].

Также впервые были исследованы фотоупругие свойства этого материала, и получены коэффициенты акустооптического качества M_2 для изотропной дифракции [3]. Поскольку анизотропную дифракцию, пока изучить не удалось, анализ АО свойств материала проведен количественно только для дифракции без изменения плоскости поляризации света, а для общего случая дифракции – лишь качественно.

Анализ показал, что, во-первых, на кристалле KLuW возможно создание любых классических акустооптических устройств (модуляторы, дефлекторы, перестраиваемые фильтры), обладающих при этом высокой лучевой стойкостью и пригодных к использованию в лазерной технике высокой мощности. Во-вторых, в работе показана возможность создания АО дефлектора с близкой к 100% эффективностью дифракции и при этом со слабой чувствительностью к поляризации входящего излучения. Это свойство особенно важно при модуляции лазерного излучения с эллиптической поляризацией. В-третьих, благодаря специфическим возможностям оптически двуосных кристаллов, на KLuW возможно создание уникальных устройств, например «быстрого» модулятора (~10 нс) с большим углом отклонения ($>30^\circ$) падающего света и достаточно широкой угловой апертурой.

Наличие у кристалла одновременно лазерных и акустооптических свойств открывает возможности для создания гибридных устройств, совмещающих в одном элементе функции генерации лазерного излучения и управления оптическим пучком. В работе проведен анализ требований к подобному элементу и даны оценки его характеристик.

В целом кристаллы $KRE(WO_4)_2$ и, в частности, KLuW являются эффективными оптическими материалами, пригодных для создания новых типов устройств. Также они способны заменить плавленный кварц SiO_2 как АО материал во всех лазерных применениях, где он до сих пор используется.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.V. Mochalov. // Opt. Eng. 36(6) 1660–1669 (1997).
2. A.A. Kaminskii et al. // Phys. Rew. B. 65. Pp. 125108-1–29 (2002).
3. M.M. Mazur et al. // Ultrasonics, sent to the editor (2014).
<http://dx.doi.org/10.1016/j.ultras.2014.01.009>
4. М.М. Мазур и др. «Методика экспериментального определения упругих характеристик лазерных кристаллов моноклинной сингонии для задач акустооптики», М., 2013. 22 с. Деп. в ФГУП «СТАНДАРТИНФОРМ» 20.08.2013 г., № 908а – 2013 кк.

Двумерное описание акустооптического взаимодействия в экспоненциально неоднородном ультразвуковом поле

Е.А. Дьяконов
Физический факультет МГУ
ead1989@gmail.com

Двумерное уравнение связанных мод позволяет описывать дифракцию света на ультразвуке при произвольных значениях углов падения и дифракции света [1]. Проблема теоретического описания дифракции на большие углы возникает, в частности, при исследовании акустооптического взаимодействия в средах с сильной упругой анизотропией, то есть в кристаллических материалах. Вместе с тем, известно, что подобные среды характеризуются значительным поглощением ультразвуковых волн. Поэтому важно получить решение задачи дифракции света на ультразвуке не только в случае однородного ультразвукового поля, но и при наличии затухания акустической волны по экспоненциальному закону.

Двумерное уравнение связанных мод, описывающее дифракцию света на ультразвуке при наличии произвольной пространственной неоднородности ультразвукового поля, имеет вид [1]

$$\frac{\partial C_p}{\partial x} \cos \theta_p + \frac{\partial C_p}{\partial z} \sin \theta_p = \frac{q(x,z)}{2} (C_{p-1} \exp(-i\vec{\eta}_{p-1}\vec{r} - i\Phi(x,z)) - C_{p+1} \exp(i\vec{\eta}_p\vec{r} + i\Phi(x,z))), \quad (1)$$

где C_p - комплексная амплитуда волны p -го дифракционного порядка, θ_p - угол, который луч этой волны составляет с осью x , $\vec{\eta}_p$ - вектор расстройки p -го дифракционного порядка, $\vec{r} = \{x, 0, z\}$ - радиус-вектор. Как принято при решении акустооптических задач, координатная ось x направлена перпендикулярно границе ультразвукового столба, а ось z - вдоль этой границы. Зависимость коэффициента акустооптической связи $q(x,z)$ от координат соответствует пространственной структуре амплитуд акустического поля, а функция $\Phi(x,z)$ задает пространственную структуру его фаз. Обе эти функции считаются заранее заданными.

Экспоненциальному затуханию ультразвука в общем случае соответствует амплитудная неоднородность вида $q(x,z) = q_0 \exp[-(\gamma_x x + \gamma_z z)]$, где q_0 - значение коэффициента акустооптической связи в начале координат, а γ_x и γ_z - коэффициенты затухания акустической волны по осям x и z , соответственно. При этом считается, что фазовой неоднородностью ультразвукового поля (то есть, расходимостью пучка акустических волн) можно пренебречь, то есть $\Phi(x,z) = 0$. Также ограничимся рассмотрением дифракции Брэгга, поскольку именно этот режим взаимодействия представляет наибольший практический интерес. С учетом сделанных допущений, двумерное уравнение связанных мод принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_0}{\partial x} \cos \theta_0 + \frac{\partial C_0}{\partial z} \sin \theta_0 &= -\frac{q_0}{2} \exp[-(\gamma_x x + \gamma_z z)] \exp[i(\eta_x x + \eta_z z)] C_1, \\ \frac{\partial C_1}{\partial x} \cos \theta_1 + \frac{\partial C_1}{\partial z} \sin \theta_1 &= \frac{q_0}{2} \exp[-(\gamma_x x + \gamma_z z)] \exp[-i(\eta_x x + \eta_z z)] C_0. \end{aligned} \quad (2)$$

Пусть область акустооптического взаимодействия имеет вид бесконечного ультразвукового столба, соответствующего условию $0 < x < l$ (см.рис.1). В этом случае уравнения (2) следует решать с граничными условиями

$$C_0(0, z) = f(z); \quad C_1(0, z) = 0 \text{ при } \theta_1 < 90^\circ; \quad C_1(l, z) = 0 \text{ при } \theta_1 > 90^\circ, \quad (3)$$

где функция $f(z)$ задает профиль сечения падающего светового пучка и должна удовлетворять условию нормировки $\int_{-\infty}^{\infty} |f(z)|^2 \cos \theta_0 dz = 1$. Тогда эффективность дифракции, то есть доля энергии падающего светового пучка, отклоненная в пучок +1 порядка дифракции, равна

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} |C_1(l, z)|^2 \cos \theta_1 dz \text{ при } \theta_1 < 90^\circ; \quad I = \int_{-\infty}^{\infty} |C_1(0, z)|^2 |\cos \theta_1| dz \text{ при } \theta_1 > 90^\circ. \quad (4)$$

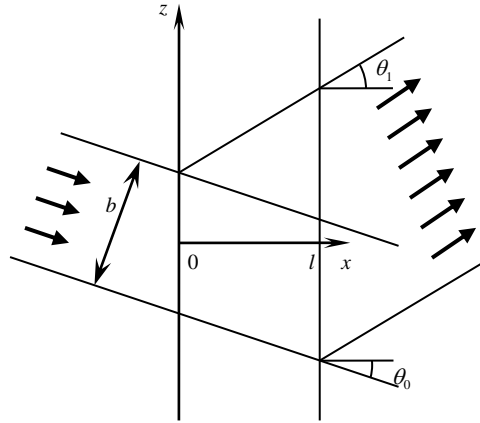


Рис. 1. Конфигурация области взаимодействия и взаимодействующих волновых пучков

В случае сильной акустооптической связи, то есть при произвольном значении q , задача (2)-(3) может быть решена в квадратурах лишь при условии $\theta_1 < 90^\circ$, и ее решение имеет вид

$$C_0(x, z) = f(z - x \operatorname{tg} \theta_0) - \frac{q_0 \cos \theta_0}{2 \sin(\theta_1 - \theta_0)} \exp[-(\gamma_x x + \gamma_z z)] \int_{x \operatorname{tg} \theta_0}^{x \operatorname{tg} \theta_1} \exp(i \eta_{\parallel} g_0) \exp(\gamma_n g_1) f(z - \zeta) \times \\ \times \sqrt{\frac{\gamma_{\parallel} (1 - \exp(-2\gamma_n g_1))}{\gamma_n (1 - \exp(-2\gamma_{\parallel} g_0))}} J_1 \left(q_0 \exp[-\gamma_z (z - \zeta)] \sqrt{\frac{(1 - \exp(-2\gamma_n g_1))(1 - \exp(-2\gamma_{\parallel} g_0))}{4\gamma_n \gamma_{\parallel}}} \right) d\zeta, \\ C_1(x, z) = \frac{q_0 \cos \theta_0}{2 \sin(\theta_1 - \theta_0)} \exp[-i(\eta_x x + \eta_z z)] \exp[-(\gamma_x x + \gamma_z z)] \int_{x \operatorname{tg} \theta_0}^{x \operatorname{tg} \theta_1} \exp(i \eta_{\parallel} g_0) \exp(\gamma_{\parallel} g_0) \times \\ \times f(z - \zeta) J_0 \left(q_0 \exp[-\gamma_z (z - \zeta)] \sqrt{\frac{(1 - \exp(-2\gamma_n g_1))(1 - \exp(-2\gamma_{\parallel} g_0))}{4\gamma_n \gamma_{\parallel}}} \right) d\zeta, \quad (5)$$

где обозначено $g_0 = (\zeta \cos \theta_0 - x \sin \theta_0) / \sin(\theta_1 - \theta_0)$, $g_1 = (x \sin \theta_1 - \zeta \cos \theta_1) / \sin(\theta_1 - \theta_0)$, $\gamma_n = \gamma_x \cos \theta_0 + \gamma_z \sin \theta_0$, $\gamma_{\parallel} = \gamma_x \cos \theta_1 + \gamma_z \sin \theta_1$, $\eta_{\parallel} = \eta_x \cos \theta_1 + \eta_z \sin \theta_1$. Функции $J_{0,1}$ представляют собой функции Бесселя первого рода.

Если считать акустооптическую связь слабой, то есть использовать приближение малой эффективности дифракции, можно пренебречь обратной перекачкой энергии отклоненного светового пучка в проходящий [1]. Тогда задача может быть решена при произвольном значении угла θ_1 :

$$C_0(x, z) = f(z - x \operatorname{tg} \theta_0), \quad (6)$$

$$C_1(x, z) = \frac{q_0 \cos \theta_0}{2 \sin(\theta_1 - \theta_0)} \exp[-i(\eta_x x + \eta_z z)] \exp[-(\gamma_x x + \gamma_z z)] \int_{x \operatorname{tg} \theta_0}^F \exp(i\eta_{\parallel} g_0) \exp(\gamma_{\parallel} g_0) f(z - \zeta) d\zeta,$$

где $F = x \operatorname{tg} \theta_1$ при $\theta_1 < 90^\circ$ и $F = (x - l) \operatorname{tg} \theta_1 + l \operatorname{tg} \theta_0$ при $\theta_1 > 90^\circ$.

Значительный интерес для исследования представляет полуколлинеарный режим дифракции, когда световой пучок +1 порядка направлен строго вдоль ультразвукового столба [1-3], как показано на рис. 2. Уравнение (2) и его решения (5) и (6) в этом случае остаются справедливыми, с учетом подстановки в них $\theta_1 = 90^\circ$. Интегралы, входящие в соотношения (5)-(6), при этом превращаются в несобственные, с верхним пределом, равным $+\infty$.

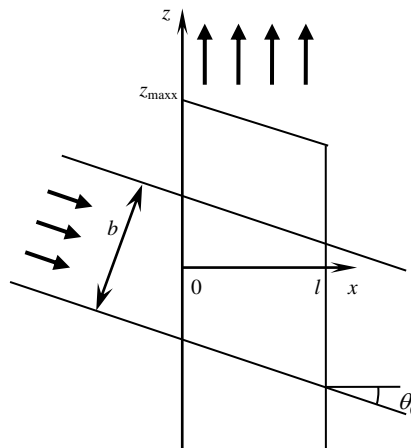


Рис. 2. Полуколлинеарное акустооптическое взаимодействие

При решении задачи полуколлинеарной дифракции обязательно необходимо учитывать не только ширину, но и длину ультразвукового столба [3]. Удобно представить область взаимодействия в виде трапеции, верхняя сторона которой составляет с осью x угол θ_0 , равный углу падения света. Такой выбор позволяет исключить из рассмотрения краевые эффекты, несущественные с физической точки зрения, но существенно усложняющие выкладки. Тогда эффективность дифракции определяется соотношением

$$I = \int_0^l |C_1(x, z)|_{z > z_{\max} + x \operatorname{tg} \theta_0}^2 dx. \quad (7)$$

Проследим, каким образом затухание ультразвуковой волны влияет на эффективность и частотную полосу полуколлинеарной дифракции. Полное аналитическое решение задачи может быть получено лишь в приближении малой эффективности дифракции. Рассмотрим падение на ультразвуковой столб светового пучка прямоугольного сечения шириной b , при этом функция $f(z)$ имеет вид

$$f(z) = \begin{cases} 1/\sqrt{b}, & -b/2 \cos \theta_0 < z < b/2 \cos \theta_0 \\ 0, & z < -b/2 \cos \theta_0 \text{ и } z > b/2 \cos \theta_0. \end{cases} \quad (8)$$

Тогда эффективность дифракции, вычисленная при помощи выражений (6) и (7), равна

$$I = \frac{A_0^2 e^z}{4} \frac{l (1 - e^{-z})^2}{b Z^2} \frac{1 - \exp[-2(\gamma_x + \gamma_z \operatorname{tg} \theta_0)l]}{2(\gamma_x + \gamma_z \operatorname{tg} \theta_0)l} \left(\frac{Z^2}{Z^2 + R^2} + \frac{Z^2 e^{-z}}{(1 - e^{-z})^2} \frac{R^2 \sin^2(R/2)}{Z^2 + R^2} \right), \quad (9)$$

где введены безразмерные параметры коэффициента связи $A_0 = q_0 b / \cos \theta_0$, расстройки $R = \eta_z b / \cos \theta_0$ и затухания $Z = \gamma_z b / \cos \theta_0$. Можно показать, что даже незначительное затухание ультразвуковой волны приводит к резкому падению эффективности дифракции. Напротив, ширина частотной полосы слабо зависит от величины затухания при условии $Z < 0,89\pi$, а при большем затухании оказывается прямо пропорциональной его величине. Таким образом, зависимость эффективности дифракции от затухания ультразвука и расстройки в полуколлинеарном режиме взаимодействия имеет практически тот же вид, что и в коллинеарном. Это объясняется тем, что выражение (9) по своей форме близко к аналогичному соотношению, описывающему коллинеарное взаимодействие, подробный анализ которого содержится в [4]. Разумеется, сделанный вывод справедлив лишь при условии слабой акустооптической связи, когда эффективность дифракции остается пропорциональной мощности ультразвуковой волны, и сечение взаимодействующих световых пучков не искажается.

Рассмотрим также падение на ультразвуковой столб светового пучка гауссова сечения вида $f(z) = \sqrt{2/b} \exp[-2\pi(z \cos \theta_0 / b)^2]$. Во многих практических приложениях такое приближение оказывается более оправданным, чем прямоугольный световой пучок. Полное аналитическое решение задачи в ограниченной пространственной области в этом случае невозможно. Однако если интересоваться электромагнитным полем лишь в области $z_{\max} \gg b$, можно воспользоваться быстрым убыванием функции Гаусса и положить оба предела интегрирования в выражениях (5)-(6) бесконечными. Тогда решение задачи в приближении малой эффективности дифракции можно выразить в элементарных функциях. Окончательное выражение для эффективности дифракции, полученное из соотношений (6) и (7), имеет вид

$$I = \frac{A_0^2}{4} \frac{l}{b} \exp\left(\frac{Z^2}{4\pi}\right) \frac{1 - \exp[-2(\gamma_x + \gamma_z \operatorname{tg} \theta_0)l]}{2(\gamma_x + \gamma_z \operatorname{tg} \theta_0)l} \exp\left(-\frac{R^2}{4\pi}\right). \quad (10)$$

Отсюда видно, что в случае гауссова пучка, в отличие от прямоугольного, затухание ультразвука влияет лишь на величину эффективности дифракции, но не на ширину частотной полосы взаимодействия. Форма аппаратной функции является кривой Гаусса неизменной ширины и также не зависит от величины затухания.

Таким образом, характеристики полуколлинеарного взаимодействия существенно определяются формой падающего пучка света. В этом заключается принципиальное отличие полуколлинеарного режима дифракции от коллинеарного. Полуколлинеарное взаимодействие может представлять интерес при создании акустооптических устройств, поскольку позволяет подбирать необходимые характеристики взаимодействия простым изменением поперечного профиля падающего светового пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. № 5. С. 498.
2. V. Voloshinov, O. Makarov // Proceedings of SPIE. 1998. V. 3581. P. 108.
3. Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов. В сб.: Тр. 15-й Междунар. молодежной науч. школы "Когерентная оптика и оптическая спектроскопия". Казань.: КГУ, 2011. С. 62.
4. Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов, П.А. Никитин // Оптика и спектроскопия. 2012. Т. 113. № 6. С. 701.

Модифицированный параметр Кляйна-Кука для анализа акустооптического взаимодействия в акустически анизотропной среде

А.В. Захаров, Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов
 Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
azakharov@physics.msu.ru

В современной акустооптике, как правило, применяются кристаллы, обладающие сильной оптической и акустической анизотропией [1]. В частности, в кристалле парателлурита TeO_2 угол между векторами фазовой и групповой скорости звуковой волны (угол акустического сноса) может достигать значения $\Psi=74^\circ$. В последнее время наблюдается устойчивый интерес к изучению влияния акустической анизотропии на параметры акустооптического (АО) взаимодействия [2-3]. В данном сообщении параметр Кляйна-Кука, традиционно применяемый для различения брэгговского, промежуточного и раман-натовского режимов АО взаимодействия в акустически изотропной среде, обобщается на случай акустически анизотропного материала. При этом оптическая анизотропия среды взаимодействия не учитывалась.

Как известно, при взаимодействии падающей плоской световой волны с волновым вектором \mathbf{k} и акустического поля в виде плоскопараллельного столба ширины l с волновым вектором \mathbf{K} комплексные амплитуды дифрагированных световых волн C_p могут быть найдены из системы уравнений связанных мод

$$\frac{dC_p}{dx} = \frac{q}{2l} [C_{p-1} \exp(j\Delta k_{p-1}x) - C_{p+1} \exp(-j\Delta k_p x)] \quad (1)$$

с граничными условиями $C_0(0)=1$; $C_p(0)=0$ для всех $p \neq 0$. В соотношении (1) x – направление, ортогональное границам акустического столба. Интенсивность p -го дифракционного максимума определяется произведением комплексно сопряженных амплитуд: $I_p=C_p(l)C_p^*(l)$. Эффективность энергообмена между соседними дифракционными максимумами зависит от параметров связи q и параметров фазовой расстройки Δk_p , зависящих в акустически анизотропной среде от величины угла акустического сноса Ψ [2]:

$$\Delta k_p = \sqrt{k^2 - [(p+1)K \cos \Psi + k \sin(\Psi + \theta_0)]^2} - \sqrt{k^2 - [pK \cos \Psi + k \sin(\Psi + \theta_0)]^2} + K \sin \Psi. \quad (2)$$

В соотношении (2) k и K – волновые числа света и ультразвука, θ_0 – угол падения света, отсчитываемый от волнового фронта ультразвуковой волны.

Известно, что в зависимости от соотношения между волновыми векторами света и звука и ширины звукового столба могут реализовываться два крайних режима акустооптического взаимодействия – режим дифракции Брэгга и режим дифракции Рамана-Ната, а также и промежуточный режим. Основные особенности этих режимов можно кратко представить в виде следующей таблицы.

Режим дифракции	Угол падения света θ_0	Количество порядков дифракции
Раман-натовский	произвольный	$\rightarrow \infty$
Промежуточный	некоторый диапазон	несколько
Брэгговский	$ \sin \theta_0 = K/2k$	2 (включая нулевой)

Таблица 1. Режимы акустооптического взаимодействия

Для различения этих режимов при взаимодействии в акустически изотропной среде обычно применяется параметр Кляйна-Кука $Q = K^2 l/k$ [4]. Так, режиму дифракции Рамана-Ната соответствует $Q \ll 1$, режиму дифракции Брэгга – $Q \gg 1$, а промежуточному режиму – $Q \sim 1$. Однако, как показывают расчеты [2], параметр в таком виде не может применяться для анализа АО взаимодействия в акустически анизотропной среде.

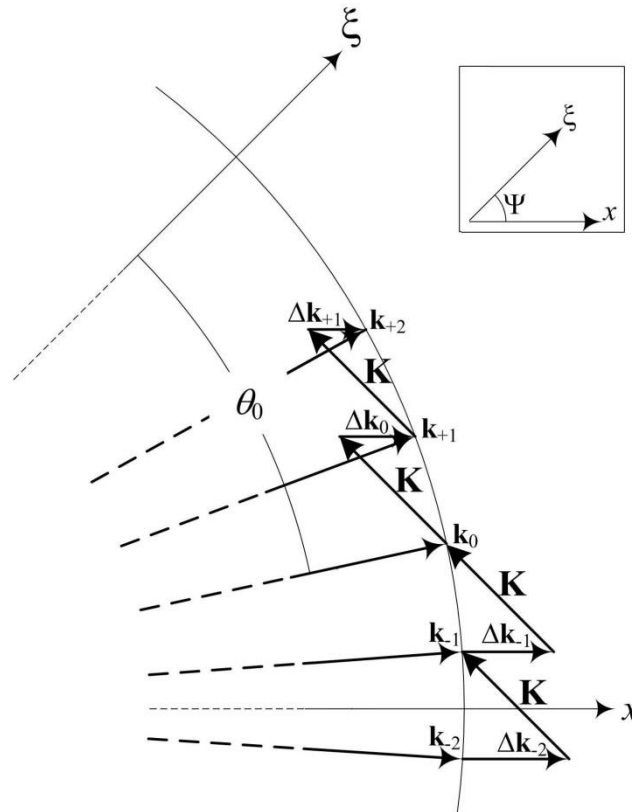


Рис. 1. Векторная диаграмма дифракции в акустически анизотропной среде

При обобщении параметра Кляйна-Кука для акустически анизотропной среды нами принимались во внимание следующие соображения. Как уже было замечено, эффективность обмена световой энергией между соседними дифракционными максимумами обусловлена, в значительной мере, параметрами фазовой расстройки. Из векторной диаграммы Рис. 1. видно, что в общем случае данные параметры тем больше, чем дальше от нулевого максимума расположены соответствующие порядки дифракции. Таким образом, для реализации режима дифракции Рамана-Ната необходимо, чтобы параметры расстройки не увеличивались с увеличением порядка дифракции, или, иначе говоря, чтобы максимальные значения произведений $\Delta k_{px} = \Delta k_p l$ в экспонентах уравнений связанных мод (1) не зависели от номера дифракционного максимума p . Учитывая, что волновые числа света и звука, как правило, связаны соотношением $k \gg K$ и что углы дифракции малы, можно разложить выражение (2) в ряд Тейлора для $[pK \cos \Psi / k + \sin(\Psi + \theta_0)]^2$ и $[(p+1)K \cos \Psi / k + \sin(\Psi + \theta_0)]^2$. Пренебрегая членами ряда высших порядков, можно получить следующее приближенное выражение для параметров расстройки:

$$\Delta k_p = -\left(p + \frac{1}{2}\right) \frac{K^2 \cos^2 \Psi}{k \cos^3(\Psi + \theta_0)} - K[\cos \Psi \operatorname{tg}(\Psi + \theta_0) - \sin \Psi] \quad (3)$$

Очевидно из данного соотношения, что произведение $\Delta k_p l$ не зависит от p в случае, если $\left[\frac{K^2 \cos^2 \Psi}{k \cos^3(\theta_0 + \Psi)} \right] \cdot l \ll 1$. Данное условие соответствует режиму дифракции Рамана-Ната. Во всех других случаях параметры расстройки увеличиваются по мере увеличения номера дифракционного максимума. Таким образом, мы получаем следующий критерий режима дифракции, который можно назвать модифицированным параметром Кляйна-Кука

$$Q_A = \frac{K^2 l \cos^2 \Psi}{k \cos^3(\theta_0 + \Psi)} = Q \cdot \frac{\cos^2 \Psi}{\cos^3(\theta_0 + \Psi)} \quad (4)$$

Заметим, что полагая в последнем выражении угол сноса равным нулю, мы получаем более строгий критерий режима взаимодействия в изотропной среде, чем традиционный параметр Кляйна-Кука Q , который не учитывает величину угла падения света θ_0 .

Для проверки применимости полученного параметра были рассчитаны зависимости интенсивности света в дифракционных максимумах от угла падения света

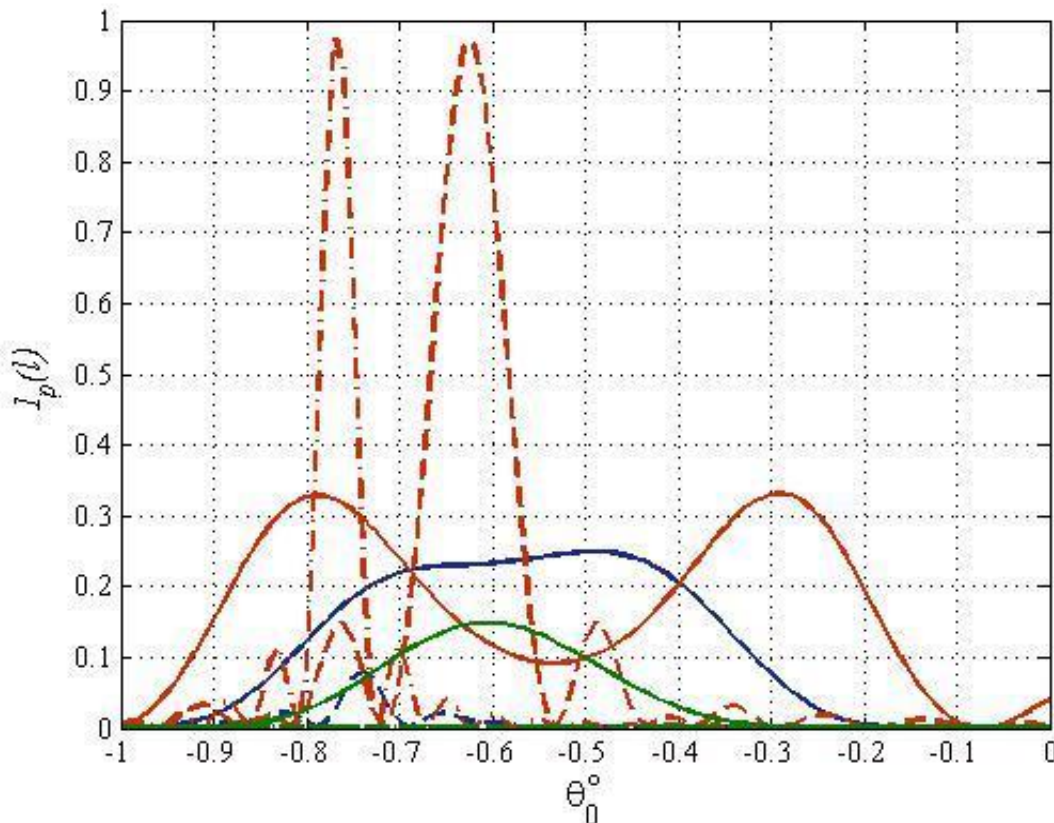


Рис. 2. Зависимости интенсивности света в дифракционных максимумах от угла падения света при различных значениях модифицированного параметра Кляйна-Кука.

θ_0 и модифицированного параметра Кляйна-Кука Q_A при АО взаимодействии в плоскости (001) кристалла парателлуриата. В данной плоскости максимальный угол акустического сноса составляет 74° для медленной сдвиговой акустической волны. При этом поляризация света остается неизменной.

На графике Рис. 2. представлены зависимости интенсивности света на выходе акустооптической ячейки от угла падения (в градусах) в +1-м (красные кривые), +2-м (синие кривые) и +3-м (зеленые кривые) дифракционных максимумах при трех различных значениях модифицированного параметра Кляйна-Кука и значения коэффициента связи $q=\pi$. При $Q_A \approx 0.06$ (сплошные кривые) интенсивность света достигает существенных значений в диапазоне 15 – 35 %, что вполне типично для дифракции Рамана-Ната. При $Q_A \approx 1$ (штриховые кривые) становится очевидным доминирование +1-го порядка, достигающего при падении под углом Брэгга -0.62° эффективности дифракции 97%. При этом и +2-й порядок, имея при том же угле эффективность около 1 %, все же достигает 8 % при угле падения -0.74° . Это соответствует промежуточному режиму дифракции. Наконец, при $Q_A \approx 5$, из всех рассматриваемых дифракционных максимумов, остается только +1-й, изображенный на Рис. 2. красной штрих-пунктирной кривой. Интенсивность этого максимума достигает 98 % при падении света под углом Брэгга, составляющим -0.77° , что соответствует брэгговскому режиму дифракции.

Таким образом, предлагаемый модифицированный параметр Кляйна-Кука может служить удовлетворительным критерием режима АО дифракции в акустически анизотропной среде.

Работа поддержана грантом РФФИ 12-02-01302а.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь, 1985.
2. A.V. Zakharov, V.B. Voloshinov and E. Blomme. // Ultrasonics 2011. V. 51. P. 745-751.
3. В.И. Балакший, А.С. Волошин // Оптика и спектроскопия 2011. Т. 110. С. 840-846.
4. W.R. Klein, B.D. Cook // IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics 1967, Vol.14, no.3, pp.123-134.

Микрожидкостная акустоэлектроника – история, достижения, проблемы и перспективы

В.Г. Можяев

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет
vgmozhaev@mail.ru*

Представлен обзор исследований в области взаимодействия акустических волн в твердых телах с помещенными на их поверхность микрообъемами жидкости. Обсуждаются результаты, полученные в лаборатории поверхностных акустических волн кафедры акустики физического факультета МГУ и зарубежных научных центрах.

С наступлением 21 века связано возникновение, формирование и развитие нового научного направления, которое кратко можно назвать микрожидкостной акустоэлектроникой. В существенной степени это связано с идеями и инициативами группы немецких ученых во главе с профессором А. Виксфорсом [1], хотя для объективности следует отметить, что некоторые вопросы, относящиеся к данной области, исследовались и ранее. В последние годы опубликован ряд обзоров, посвященных данному актуальному и бурно развивающемуся научному направлению [2-7].

Предметом микрожидкостной акустоэлектроники является исследование разнообразных физических, химических и биологических процессов, происходящих при взаимодействии малых объемов жидкости с поверхностными акустическими волнами на поверхности твердых тел. Практическая цель этих исследований состоит в разработке и создании новых микроэлектронных устройств типа «лаборатории на чипе» или кратко биочипов, а также в разработке новых методов нанотехнологий на основе воздействия на капли поверхностных акустических волн. Устройства типа лаборатории на чипе предназначены для выполнения функций обычных химических или биологических лабораторий, но только в полностью автоматизированном режиме работы с малыми каплями растворов объемов порядка микро- и нанолитров. Акустические волны в обсуждаемых устройствах могут использоваться для направленного перемещения капель, контролируемого деления крупных капель на более мелкие и создания в каплях вихревых акустических течений, способных многократно ускорять протекающие в них химические и биологические процессы.

Успешная реализация планов и намерений по созданию акустических лабораторий на чипах и их массовое производство способны вызвать революционные изменения и улучшения аппаратных средств современной медицины. В этом случае картина приема пациента врачом в будущем может выглядеть так. У каждого врача на столе будет стоять прибор типа биочипа, легко программируемый с помощью клавиатуры (как обычный компьютер) на выполнение специальных операций для анализа состояния и лечения конкретного больного. В процессе беседы с больным врач может взять у него микропробы различных биологических жидкостей, например, крови, слюны, пота и т.д. (тело человека, как известно, состоит на три четверти из воды) и поместить их для анализа в биочип. В процессе дальнейшей беседы врача с пациентом биочип, как ожидается, быстро выполнит серию анализов, необходимых для объективной характеристики состояния данного больного прямо на момент приема у врача. Далее на основе результатов такого оперативного и объективного анализа врач сможет снова использовать биочип, но теперь уже в иной качестве - не для проведения анализов, а для синтеза индивидуального лекарства для данного конкретного больного.

Такая оперативность и объективность анализов, а также оперативность синтеза индивидуальных лекарственных препаратов должны качественно изменить и улучшить эффективность медикаментозного лечения.

Следует отметить, что взаимодействия капель с поверхностными акустическими волнами на поверхности твердых тел представляют собой довольно обширную и сложную область физических исследований. В нее входит изучение как линейных, так и нелинейных динамических взаимодействий всех трех основных фаз конденсированных сред: твердой (обычно пьезокристаллической) подложки, жидких капель - капель чистых жидкостей, растворов, суспензий и гелей, а также газообразной атмосферы. Причем в эти взаимодействия вовлечены не только акустические, но и капиллярные волны, а на пьезоэлектрических подложках взаимодействия происходят с участием и электрических полей. В настоящее время исследования таких взаимодействий проводятся во многих лабораториях в развитых странах мира, в том числе в Германии (А. Wixforth и др.), Франции (J.F. Manceau, V. Laude и др., P. Brunet и др.), Италии (M. Cecchini и др.), Греции (E. Gizeli, и др.), Великобритании (G. McHale, M.I. Newton и др., Y.Q. Fu и др.), Австралии (J.R. Friend L.Y. Yeо и др.), Японии (S. Shiokawa, M.K. Kurosawa и др., J. Kondoh и др.) и США.

Исследования физических процессов в микрожидкостных акустоэлектронных системах с участием автора данного обзора проводятся в лаборатории поверхностных акустических волн кафедры акустики физического факультета МГУ, начиная с 2002 г.. Основные результаты этих исследований [8-22] кратко можно сформулировать так:

1. С помощью численных расчетов обнаружено смещение реального порога области существования рэлеевских волн утечки на границе твердого тела и жидкости в сторону меньших значений относительно скорости объемных волн в жидкости, считавшейся ранее наименьшей предельной скоростью для существования волн утечки.

2. Предсказан новый (импульсно-колебательный) механизм волнового транспорта объектов малых размеров. Одним из принципиальных отличий этого механизма от ранее известных является равенство для него средней по времени силы нулю, т.е. обнаруженный механизм в отличие от традиционных нелинейных механизмов является линейным по амплитуде волны и за счет этого он может быть более эффективным. Другое его важное отличие состоит в двунаправленности перемещения с возможностью смены направления движения перемещаемого объекта только за счет изменения фазы импульсов и без изменения направления распространения волны, в отличие от того, что требуют традиционные представления в этом вопросе.

3. Предложена идея реализации диэлектрофореза в поле бегущих поверхностных акустических волн, распространяющихся в пьезоэлектрических материалах. Ранее для этой цели использовались только так называемые «бегущие электростатические волны», которые в действительности являются не волнами, а только их имитацией при помощи периодической системы электродов с индивидуальными фазовыми сдвигами возбуждающего сигнала на каждом электроде. Предложенная идея может дать преимущества в случае необходимости применения диэлектрофореза к ультрамелким частицам.

4. Экспериментально обнаружено новое явление образования на поверхности капли квазистационарного выступа (сглаженного пика) при воздействии на нее встречных поверхностных акустических волн.

5. Экспериментально обнаружено новое явление автоколебательной динамики формы поверхности капли в поле бегущих поверхностных акустических волн в случае слабого наклона поверхности подложки относительно горизонтали.

6. Развита теория резонансных акустических колебаний в каплях, заполняющих пирамидальные резервуары, и толщинных акустических резонансов в капле на

подложке. Объяснена и описана краевая локализация капиллярных колебаний в капле Лейденфроста.

7. Изучены особенности поля акустических волн утечки в капле вязкой жидкости и формирование в капле акустических каустик.

8. Изучено нелинейное рассеяние поверхностных акустических волн каплями, вызванное контактной нелинейностью и нелинейностью законов смачивания.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Wixforth // Superlatt. Microstruct. 2003. V. 33. No 5-6. P. 389.
2. T.A. Franke, A. Wixforth // ChemPhysChem. 2008. V. 9. No 15. P. 2140.
3. G. Lindner // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. No 12. Art. 123002.
4. T.D. Luong, N.T. Nguyen // Micr. Nanosyst. 2010. V. 2. No 3. P. 217.
5. Z. Wang and J. Zhe // Lab Chip. 2011. V. 11. No. 7. P. 1280
6. Nam, H. Lim, S. Shin // Korea-Australia Rheol. J. 2011. V. 23. No 4. P. 255.
7. J. Friend, L.Y. Yeo // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. No 2. P. 647.
8. V.G. Mozhaev, M. Weihnacht // Ultrasonics. 2002. V. 40. No 1-8. P. 927.
9. V.G. Mozhaev, A.V. Zyryanova // Proceedings of 2004 IEEE International UFFC Joint 50th Anniversary Conference. P. 1169.
10. B.A. Korshak, V.G. Mozhaev, A.V. Zyryanova // Innovations in nonlinear acoustics: ISNA17 - 17th International Symposium on Nonlinear Acoustics including the International Sonic Boom Forum (The Pennsylvania State University, USA. 2005). AIP Conference Proceedings. 2006. V. 838. P. 500.
11. B.A. Korshak, V.G. Mozhaev, A.V. Zyryanova // 2005 IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings. P. 1019.
12. А.В. Зырянова, Б.А. Коршак, В.Г. Можаяев // Сборник трудов XVI сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС. 2005. Т. 1. С. 40.
13. А.В. Зырянова, В.Г. Можаяев, V. Laude // Сборник трудов XIX сессии Российского акустического общества. М.: ГЕОС. 2007. Т. 1. С. 277.
14. O.A. Sapozhnikov, A.A. Karabutov, Jr., V.G. Mozhaev // 2007 IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings. P. 391.
15. A.V. Kozlov, V.G. Mozhaev // Phys. Lett. A. 2008. V. 372 N 26. P. 4718.
16. A.V. Zyryanova, V.G. Mozhaev // Phys. Wave Phenom. 2008. V. 16. N 4. P. 300.
17. М.С. Берёзин., А.В. Зырянова, В.Г.Можаяев // XVI Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам "Ломоносов-2009". Секц. Физ. Подсекц. Радиофиз. Материалы докладов Физ. ф-т МГУ. М.: 2009. С. 1.
18. А.В. Зырянова, В.Г. Можаяев // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. № 10. С. 34.
19. А.В. Зырянова, В.Г. Можаяев // ЖТФ. 2009. Т. 49. № 11. С. 77.
20. E.A. Ivanushkin, B.A.Korshak // Days on Diffraction 2013. International Conference. St. Petersburg. May 27–31, 2013. Abstracts. St. Petersburg: POMI. 2013. P. 40.
21. А.В. Козлов. Потоки энергии и эффекты локализации акустических волн в твердых телах с элементами радиальной симметрии. Автореф. ... дис. к.ф.-м.н. М.: Физический ф-т МГУ им. М.В. Ломоносова, 2011. 26 с.
22. А.В. Бегарь. Взаимодействие капель и малых объектов с поверхностными акустическими волнами. Автореф. ... дис. к.ф.-м.н. М.: Физический ф-т МГУ им. М.В. Ломоносова, 2013. 24 с.

Разработка акустооптических приборов, использующих трансформацию упругих волн

Н.В. Поликарпова, В.Б. Волошинов
МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический Факультет
polikarpnv@gmail.com

В работе предложена схема нового акустооптического фильтра, использующего преобразование продольных акустических мод в сдвиговые. Фильтр работает со световыми пучками, имеющими широкую угловую апертуру. Проведенный эксперимент подтвердил результаты расчетов, выполненных с помощью разработанной авторами программы для ЭВМ, и показал практическую применимость предложенной конфигурации [1,2].

Эффективное широкополосное возбуждение сдвиговых акустических волн в кристалле парателлурита сопровождается рядом технических трудностей. Это затрудняет практическое построение приборов, использующих дифракцию на сдвиговых волнах. В частности, из-за того, что преобразователь является резонансным, его частота определяется толщиной пьезопластинки, и чем выше значение частоты ультразвука, тем тоньше изготавливается преобразователь, и тем больше оказывается его статическая емкость. Поэтому согласование электрических параметров пьезопреобразователя и генератора высокочастотных колебаний становится сложной технической задачей. Также при создании фильтров возникают трудности из-за разницы акустических импедансов материала преобразователя и кристалла TeO_2 . Более того, изготовление акустического контакта между пьезопластинкой и кристаллом также оказывается непростым [1]. Указанные трудности можно в значительной степени обойти, если возбуждать в парателлурите продольные акустические волны, а затем выполнить трансформацию акустических мод из продольной моды L в сдвиговую моду S при отражении продольной волны ультразвука от свободной границы раздела кристалл-вакуум. Для этого была решена задача отражения плоских объемных акустических волн от границы раздела между двумя средами, характеризующимися принципиально разными акустическими импедансами [1-6]. Одна из рассматриваемых сред обладает исключительно низким акустическим импедансом, в то время как импеданс другой среды на порядки превышает импеданс первой среды. При этом в качестве акустически более плотной среды рассматривается кристаллическая или другая периодическая структура естественного или искусственного происхождения, обладающая исключительно большой анизотропией упругих свойств. В частности, в качестве среды с малым акустическим импедансом рассмотрена газообразная среда или вакуум, а средой с высоким импедансом является кристалл парателлурита, активно применяемый в современной акустооптике [1-5]. С помощью разработанной программы для ЭВМ был теоретически рассчитан и экспериментально реализован фильтр, обеспечивающий требуемое преобразование мод с необходимой трансформацией упругой энергии из падающей волны в отраженную. Была определена эффективность этой трансформации. Также был найден угол среза материала, при котором трансформация исходной волны происходит в акустическую моду, распространяющуюся в определенном направлении в плоскости (-110) . Расчеты показали, что необходимая отраженная акустическая мода обладает эффективностью, приближающейся к 90%. Это позволяет использовать данную акустическую волну в фильтре оптического изображения, работающего со световыми пучками, имеющими широкую угловую апертуру. Подобное широкоапертурное взаимодействие осуществляется в том случае, если ультразвуковая волна распространяется в

определенном направлении в плоскости (110). Более того, были изучены направления, в которых распространение отраженной рабочей ультразвуковой волны позволило бы осуществить, интересные с практической точки конфигурации широкоапертурных фильтров. Для каждого из таких направлений рассчитан срез кристалла, реализующий необходимое отражение, а также количество отраженных волн и их энергетические коэффициенты. Оказалось, что эффективность перекачки энергии в требуемую медленную квазипоперечную волну превышает 90% в широком интервале углов распространения ультразвука, составляющем десятки градусов. Рассмотрение доказало, что использование данного метода генерации акустических волн в кристалле парателлурита является удобным и оправданным, поскольку отраженная упругая волна очень интенсивна и поэтому может быть эффективно использована. Применение отражения акустических волн сильно упрощает технологию изготовления устройства. Способ возбуждения звуковых волн с преобразованием моды можно использовать и при разработке фильтров на кристаллах KDP и MgF₂. Однако наиболее перспективное использование указанного метода генерации волн относится к кристаллическим соединениям ртути, акустический импеданс которых мал [1,3]. Использование подобного режима отражения упругих волн открывает возможности для создания новых приборов [1,2].

Работа поддержана грантами РФФИ №№ 12-02-01302-а, 12-07-00633-а и МК-996.2014.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Дьелесан, Д. Руайе "Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов" М.: Наука, 1982.
2. В. А. Auld "Acoustic Fields and Waves in Solids" V. 1. Malabar, Florida: Robert E. Krieger Publ. Company, 1990.
3. В.Б. Волошинов и др. // ПЖТФ, 2005, Т. 31, №8, С. 79.
4. В.А. Буров и др. // УФН, 2011, Т. 181, № 11, С. 1205.
5. V.V. Voloshinov et al. // Journal of Optics, 2011, V. 13, № 1, P. 015706.
6. Н. В. Поликарпова, П. В. Мальнева // Известия РАН. Серия физическая. 2012. Т. 76. №12. С. 1422.

Дифракция плазмонов дальнего ИК диапазона на поверхностной акустической волне

И.М. Сопко, Г.А. Князев

Физический факультет Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова
sopko.ivan@physics.msu.ru

Акустооптические устройства находят обширное применение при решении различных задач в науке и технике, например в оптике, оптоэлектронике, спектроскопии, оптической обработке информации и лазерной технике [1]. Одной из главных проблем акустооптических устройств, при переходе к дальнему ИК диапазону, является проблема повышения эффективности акустооптического взаимодействия [2,3]. В данной работе рассматривается возможность увеличения эффективности акустооптического взаимодействия на длине волны 10,6 мкм за счет применения поверхностных плазмон-поляритонов. Следует отметить, что в последнее время проявляется большой интерес к взаимодействию плазмон-поляритонов с ультразвуком [4-9], однако вопрос о создании акустоплазмонных устройств управления оптическим излучением подробно не рассматривался. Известно, что акустооптическое качество материала, параметр характеризующий эффективность дифракции, выражается формулой [1].

$$M = \frac{n^6 p_e^2}{\rho v^3}, \quad (1)$$

где n - показатель преломления среды, p_e - эффективная фотоупругая постоянная, ρ - плотность, v - скорость звука в материале

Как видно из формулы (1), увеличение эффективности акустооптического взаимодействия возможно с помощью увеличения показателя преломления, что эквивалентно увеличению волнового числа. Так как волновое число поверхностного плазмон-поляритона больше волнового числа объемной волны [4,10], эффективность акустооптического взаимодействия должна повыситься.

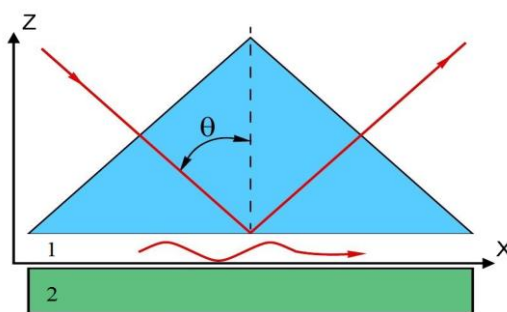


Рис. 1. Возбуждение поверхностного плазмон-поляритона методом Отто

Поверхностная электромагнитная волна на границе металл-диэлектрик может иметь только ТМ-поляризацию [10]. Пусть диэлектрик (материал с индексом 1) расположен в верхней полуплоскости ($z > 0$), металл (материал с индексом 2) расположен в нижней полуплоскости ($z < 0$), а объемная электромагнитная волна распространяется в плоскости $y = 0$. Для возбуждения плазмон-поляритона на малом расстоянии от металла располагается призма, имеющая большую диэлектрическую проницаемость по сравнению с материалом 1 (см. рис. 1).

Из условий непрерывности компонент электромагнитного поля H_y и $\varepsilon_i E_z$ на границе раздела, получаются явные выражения для коэффициентов локализации и волнового числа поверхностного плазмон-поляритона [10]:

$$k_{spp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (2)$$

$$\gamma_{1,2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{-\varepsilon_{1,2}^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (3)$$

Для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов дальнего инфракрасного диапазона в относительно широкой полосе частот наиболее удобно использовать метод Отто [10]. Поэтому в качестве диэлектрика при проведении расчетов был выбран воздух $\varepsilon_1 = 1$, а металл рассматривался как материал с действительной и мнимой частью показателя преломления соответственно равной n и k порядка нескольких десятков $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2'' = (n + ik)^2$. Возможность существования поверхностного плазмон-поляритона определяется условием $\text{Re}\{k_{spp}/k_0\} > 1$, а его затухание мнимой частью k_{spp} .

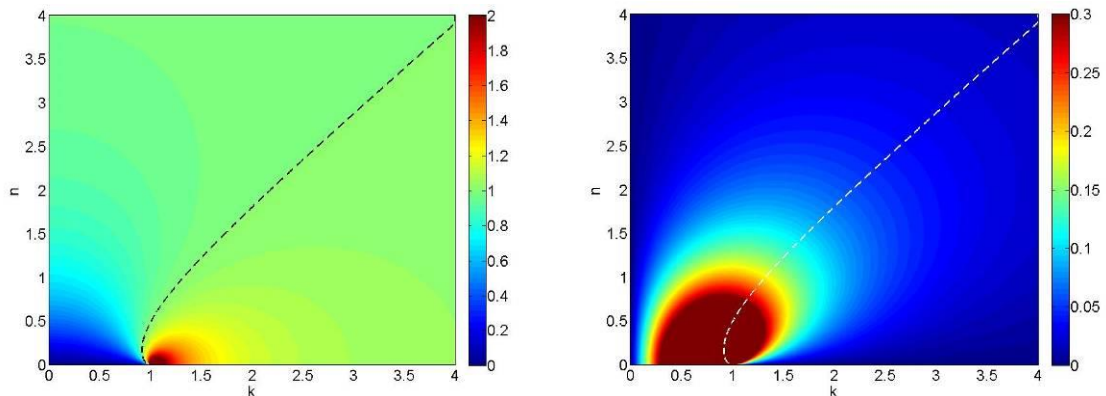


Рис. 2. Зависимость реальной (слева) и мнимой (справа) частей величины k_{spp}/k_0 от n и k металла

На рис. 2 представлены распределения действительной и мнимой части k_{spp}/k_0 в зависимости от n и k . Пунктирной линией обозначено множество точек, где выполнено условие $\text{Re}\{k_{spp}/k_0\} = 1$. Область значений n и k , где возможно распространение поверхностного плазмон-поляритона, расположена справа от этой пунктирной линии.

В этой области находятся почти все металлы, а также некоторые полупроводники. В таблице 1 представлены результаты расчетов параметров поверхностного плазмон-поляритона для различных материалов на длине волны 10,6 мкм: длина волны поверхностного плазмон-поляритона, длина пробега и глубины локализаций в обеих средах. Несмотря на то, что для карбида кремния ($n = 0,06$; $k = 1,21$) выполняется условие существования поверхностных плазмонных волн, данный материал не подходит для исследуемой задачи, так как затухание поверхностного плазмон-поляритона в нем слишком велико. Металлы в дальнем ИК ($\lambda = 10,6$ мкм) диапазоне имеют n и k порядка нескольких десятков, из-за чего волновое число поверхностного плазмон-поляритона отличается от волнового числа свободной электромагнитной волны на величину порядка 0,01% следовательно, выбор металла следует проводить исходя из величины длины пробега плазмона, обратно

пропорциональной мнимой части k_{sp} Длина пробега поверхностного плазмон-поляритона при этом имеет порядок сантиметров.

Таблица 1. Расчет параметров поверхностного плазмон-поляритона

Материал	Глубина локализации в воздухе, см	Глубина локализации в металле, см	Длина волны, см	Длина пробега, см
Ag	$9,59 \cdot 10^{-3}$	$3,14 \cdot 10^{-6}$	$1,059846 \cdot 10^{-3}$	14,1333
Au	$9,69 \cdot 10^{-3}$	$3,08 \cdot 10^{-6}$	$1,059847 \cdot 10^{-3}$	15,5882
Cu	$8,43 \cdot 10^{-3}$	$3,55 \cdot 10^{-6}$	$1,059799 \cdot 10^{-3}$	11,6483
Al	$1,65 \cdot 10^{-2}$	$1,86 \cdot 10^{-6}$	$1,059949 \cdot 10^{-3}$	35,3333
Os	$8,52 \cdot 10^{-3}$	$3,36 \cdot 10^{-6}$	$1,059794 \cdot 10^{-3}$	33,3333
Pd	$7,65 \cdot 10^{-3}$	$3,74 \cdot 10^{-6}$	$1,059744 \cdot 10^{-3}$	27,3196
SiC	$1,18 \cdot 10^{-4}$	$7,99 \cdot 10^{-5}$	$6,109105 \cdot 10^{-4}$	0,00596

Таким образом, для применений в дальнем ИК диапазоне интерес представляют такие материалы как алюминий и осмий. Однако, исходя из анализа акустических свойств металлов [11], был выбран алюминий ($n = 25,3; k = 90$).

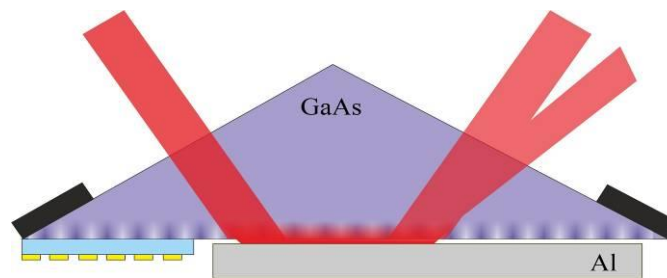


Рис. 3. Схема эксперимента

Для анализа процессов, происходящих при взаимодействии объемной оптической волны, поверхностного плазмон-поляритона и поверхностной акустической волны было проведено численное моделирование. При проведении моделирования считалось, что возбуждение поверхностного плазмон-поляритона производится методом Отто, с помощью призмы из арсенида галлия GaAs ($n = 3,27; k \ll n$). На рис. 3 представлена схема численного эксперимента: поверхностная акустическая волна распространялась вдоль нижней грани призмы. Объемная оптическая волна, падающая на грань призмы возбуждала плазмон-поляритон, поле которого было преимущественно сосредоточено в зазоре между призмой и металлом, а также частично проникало в призму, где происходило взаимодействие с акустической волной. При распространении плазмона в зазоре между призмой происходило постепенное преобразование плазмонной волны в объемную, поэтому на выходе из призмы наблюдались пучки соответствующие 0 и -1 порядкам дифракции. К нулевому порядку добавлялось также излучение объемной волны, отраженное от грани призмы.

Угол падения θ , необходимый для возбуждения поверхностного плазмон-поляритона, определяется из равенства проекции волнового вектора волны в призме на поверхность металла и волнового числа поверхностного плазмон-поляритона.

$$\theta = \arcsin\left(\frac{1}{n} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}\right) = 17,8096^\circ \quad (4)$$

Так как волновое число поверхностного плазмон-поляритона близко к волновому числу свободной волны, угол возбуждения близок к углу полного внутреннего отражения ($17,8069^\circ$). В реальной ситуации это может привести к тому, что часть углового спектра пучка может проникать в зазор между призмой и металлом.

Было проведено численное моделирование дифракции на ультразвуке объемной волны и поверхностного плазмон-поляритона. На рис. 4 представлено рассчитанное распределение углового спектра дифракции при углах падения вблизи плазмонного резонанса как в присутствии (сплошные кривые), так и в отсутствии (штриховые кривые) металла, а также распределение интенсивности в присутствии металла при угле падения $17,81^\circ$.

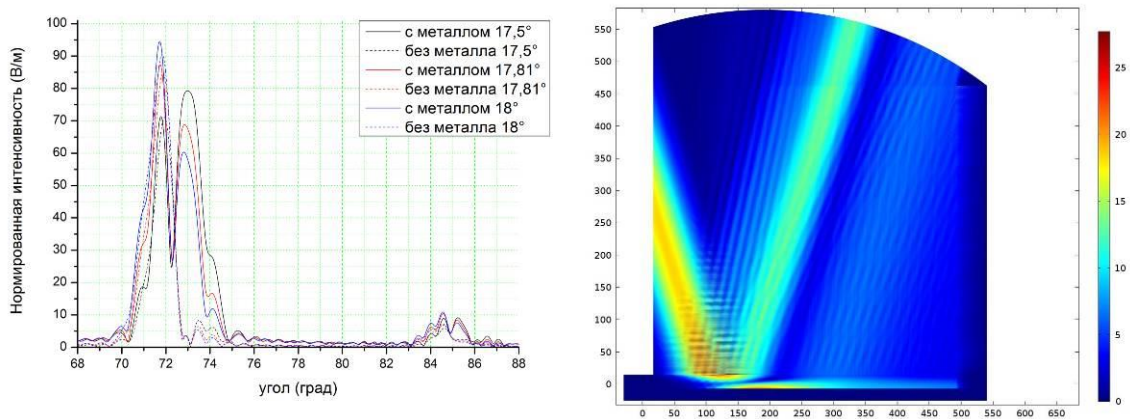


Рис. 4. Распределение углового спектра отраженного и дифрагировавшего пучков в дальней зоне (слева) и пространственное распределение интенсивности оптического излучения в присутствии металла при угле падения $17,81^\circ$ (справа)

Как видно из графика амплитуда поля в присутствии металла больше амплитуды в отсутствии металла. Таким образом в работе показано, что применение акустоплазмонного взаимодействия приводит к повышению эффективности дифракции.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №14-02-01012-а, 12-02-01119-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь, 1985.
2. N. Gupta et al. // J. Opt. 2011. No 13. P. 055702.
3. N. Gupta et al. // J. Opt. 2012. No 14. P. 035502.
4. J.-M Friedt et al. // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. P. 1677.
5. T. Berstermann et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 085316.
6. D. Gerard et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 235427.
7. X. Sun, S. Shiokawa, and Y. Matsui // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. P. 362.
8. C. Ruppert et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 081416.
9. S.K. Kor, U.S. Tandon, and G. Rai // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. P. 2195.
10. C. Brüggemann, et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 121401.
11. С.А. Майер “Плазмоника: теория и приложения” М.–Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2011.

Синтез трехмерного Фурье-образа пучка в анизотропной среде по двумерному образу профиля внешнего воздействия

А.С. Трушин

МГУ им. М.В. Ломоносова

a.trushin@physics.msu.ru

Взаимодействие света и звука позволяет создавать компактные надёжные приборы, управляющие световыми пучками. Для создания современных акустооптических и оптоэлектронных устройств часто используются кристаллические среды. Упругие свойства таких сред сильно зависят от направления, что является причиной сноса акустического пучка и усложнения его структуры. Неоднородности акустического поля оказывают влияние на характеристики приборов, причём в большинстве случаев это влияние носит отрицательный характер. В фильтрах уменьшается длина акустооптического взаимодействия, вследствие чего происходит уширение полосы пропускания. В дефлекторах уменьшается количество разрешимых элементов. Расчёт структуры акустического поля в анизотропных средах важен для проектирования акустооптических устройств. Для проведения такого расчёта удобно использовать метод углового спектра так как он позволяет получить не только зависимость характеристик возмущения среды от координат, но и их распределение в Фурье-пространстве. Оба распределения оказывают влияние на акустооптическое взаимодействие. Известны формулы, позволяющие получить в приближении заданной силы или заданного смещения угловой спектр величин, описывающих возмущения среды [1]. Однако, как с теоретической, так и с практической точек зрения представляет интерес получения трёхмерного Фурье-образа этих величин. Известно решение этой задачи для оптически изотропной среды [2]. В настоящей работе приводится общее решение, применимое для волнового процесса произвольной природы в линейной среде.

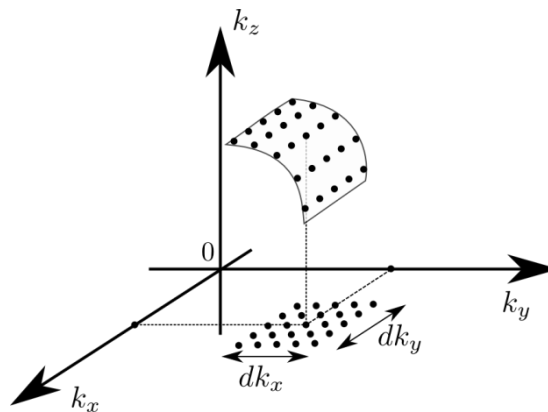


Рис. 1. Изменение плотности Фурье-образа при проецировании на лист поверхности медленности.

Известно выражение [1], позволяющее получить значение любого компонента вектора смещения, тензора деформации или тензора напряжения в анизотропной среде:

$$Q^r(x, y, z) = \iint dk_x dk_y A(k_x, k_y) \sum_{p=1}^3 B_p(s_x, s_y) Q_p^r(s_x, s_y) \exp[i(\omega t - \vec{k}_p \vec{r})] \quad (1)$$

где \vec{k} - волновой вектор, $\vec{r} = \{x, y, z\}$ - радиус вектор, $\vec{s} = \vec{k} / \omega$ - вектор медленности, ω - круговая частота, $A(k_x, k_y)$ - Фурье-образ профиля воздействия на кристалл, P -

индекс внутри группы волн, имеющих одинаковую проекцию на плоскость XU (сумму таких волн будем называть составной волной), B_p - веса элементарных волн в составной волне, Q_r^p - значения компонент вектора смещения, тензора напряжения и тензора деформации, рассчитанные для элементарной волны с единичной амплитудой и известной проекцией вектора медленности s_x и s_y . Значения коэффициентов B_p находятся из граничных условий.

На первый взгляд, формула (2) решает поставленную задачу. Действительно, она ставит в соответствие плосковолновой компоненте $\exp[i(\omega t - \vec{k}_p \vec{r})]$ вес $A(k_x, k_y) \cdot B_p(s_x, s_y)$, и можно было бы ожидать что функция

$$Q(\vec{k}) = A(k_x, k_y) \sum_{p=1}^3 B_p(s_x, s_y) \cdot \delta(\vec{k} - \vec{k}_p) \quad (2)$$

будет Фурье-образом $Q(\vec{r})$. Действительно, подстановка (2) в формулу трёхмерного преобразования Фурье

$$Q(\vec{r}) = \iiint d\vec{k} Q(\vec{k}) \exp\{i\vec{k}\vec{r}\} \quad (3)$$

приводит к (1). Однако при реализации численной схемы нужно учесть, что в формуле (1) интегрирование идёт в плоскости XU , а при взятии трёхмерного преобразования Фурье от функции (2) будут суммироваться элементы объёма. Из Рис.1 видно, что плотность функции, заданной на плоскости XU , уменьшается во столько раз, во сколько растягивается элемент плоскости при проекции на поверхность решений характеристического уравнения

$$\det(c_{ijkl} \cdot s_i s_k - \rho \delta_{jl}) = 0. \quad (4)$$

Коэффициент растяжения выражается через частные производные, в результате чего получается выражение

$$Q(\vec{k}) = \frac{A(k_x, k_y)}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial k_z}{\partial k_x}\right)^2 + \left(\frac{\partial k_z}{\partial k_y}\right)^2}} \sum_{p=1}^3 B_p(s_x, s_y) \cdot \delta(\vec{k} - \vec{k}_p). \quad (5)$$

Данное выражение обобщает выведенную в [2] формулу на случай произвольного волнового процесса в линейной среде. При выполнении вычислений по формуле (5) частные производные следует определять дифференцированием уравнения (4), полагая что оно в неявном виде задаёт функцию $s_z^p = s_z^p(s_x, s_y)$. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 12-02-01302-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.J. Vezzetti // J. Acoust. Soc. Am. 1985. V. 78. P. 1103.
2. Kou Shan Shan et al. // Optic Letters. 2013. V. 38. No 24. P. 5296.