

УДК 535.42 : 548.9

ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН С БОЛЬШОЙ РАСХОДИМОСТЬЮ
НА ПЛОСКИХ УПРУГИХ ВОЛНАХ

Дружинин А. В., Шандаров С. М.

Исследован новый вид акустооптического взаимодействия — дифракция световых волн с большой угловой расходимостью на плоских упругих волнах. Из условий синхронизма получены выражения, связывающие частоту звука с направлениями волновых векторов упругой и дифрагированных оптических волн. Экспериментально исследованы дифракционные картины в дальней зоне в кристалле ниобата лития. Зависимости дифракционных картин в дальней зоне от частоты и направления распространения акустических волн хорошо согласуются с расчетными.

В настоящее время дифракция света на упругих волнах с успехом применяется для обработки сигналов, в устройствах управления параметрами лазерного излучения, а также в научных исследованиях при изучении процессов распространения упругих волн. Наиболее часто используется дифракция слабо расходящихся (почти плоских) световых волн на слабо расходящихся упругих волнах — дифракция Брэгга и Рамана—Ната [1]. Для исследования упругих свойств твердых тел применяется дифракция Шеффера—Бергмана, при которой происходит взаимодействие слабо расходящейся световой волны с сильно расходящимися акустическими волнами [2-4]. Возможен и другой вид акустооптического взаимодействия, когда световые волны с большой угловой расходимостью дифрагируют на плоской (точнее, почти плоской) упругой волне.

Отметим, что последний процесс имеет аналог в нелинейной оптике — так называемое векторное синхронное взаимодействие световых волн [5]. Исследованию дифракции расходящихся световых волн на плоских упругих волнах и посвящена данная работа.

Векторные диаграммы для процессов
акустооптического взаимодействия

Дифракция световых волн на акустических колебаниях является трехволновым процессом, при котором выполняются обычные законы сохранения

$$f_g = f_n \pm f_a, \quad (1)$$

$$k_g = k_n \pm k_a, \quad (2)$$

где f_g , f_n , f_a — частоты, а k_g , k_n , k_a — волновые векторы дифрагированной, падающей плоских световых волн и плоской упругой волны соответственно.

Равенство (2) наглядно отображается с помощью векторных диаграмм, способ построения которых зависит от вида дифракции. При дифракции плоских световых волн на плоских акустических волнах (рис. 1, а) центры поверхностей волновых векторов падающей $k_n(\theta, \alpha)$ и дифрагированной $k_g(\theta, \alpha)$ световых волн (эти поверхности могут в общем случае не совпадать) совмещаются с началом координат [1]. Далее из начала координат откладывается вектор k_n , а из его конца, падающего на поверхность $k_n(\theta, \alpha)$, строится вектор k_a , который должен попадать на поверхность $k_g(\theta, \alpha)$ при знаке плюс в (2) своим концом, а при знаке минус — началом. Вектор k_g получим, совмещая его начало с центром координат, а конец — с точкой попадания вектора k_a на поверхность $k_g(\theta, \alpha)$.

При дифракции Шеффера—Бергмана (рис. 1, б) падающая волна также является плоской, поэтому способ построения поверхностей $k_n(\theta, \alpha)$, $k_g(\theta, \alpha)$ и вектора k_n остается прежним. Однако упругие волны, обладающие большой расходимостью, должны быть представлены в виде суперпозиции плоских волн с волновыми векторами k_a , характеризующимися волновой поверхностью $k_a(\vartheta, \varphi)$ (ϑ и φ — сферические координаты векторов k_a). Центр поверхности $k_a(\vartheta, \varphi)$ удобно совместить с концом вектора k_n [3, 4]. Теперь на поверхность $k_g(\theta, \alpha)$ будут попадать своими концами (или началами) множество векторов k_a , образуя линию пересечения ее с поверхностью $k_a(\vartheta, \varphi)$, смещенной от начала координат

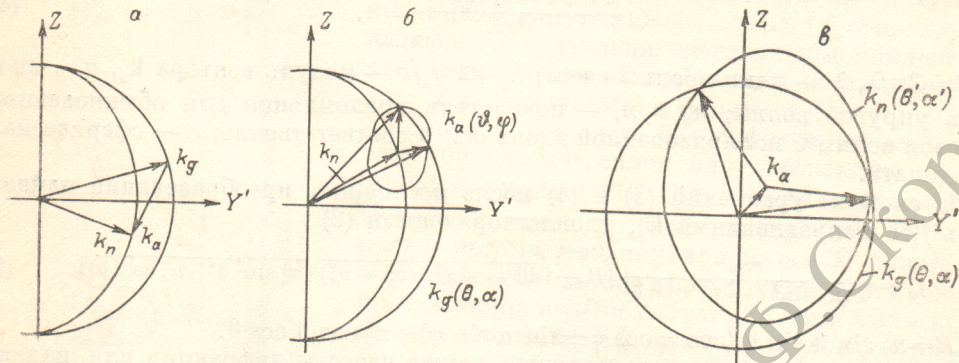


Рис. 1. Векторные диаграммы для процессов акустооптического взаимодействия.

а — дифракция Брэгга, $k_g = k_n - k_a$; б — аномальная дифракция Шеффера-Бергмана, $k_g(\theta, \alpha) = k_n + k_a(\vartheta, \varphi)$; в — дифракция расходящихся световых волн на плоских упругих волнах, $k_g(\theta, \alpha) = k_n(\theta, \alpha) + k_a$. θ и α — сферические координаты векторов k_g .

нат на вектор k_n . Откладывая из центра координат совокупность векторов k_g до линии пересечения, найдем направления распространения дифрагированных волн в образце.

В случае дифракции расходящихся световых волн на плоских упругих волнах для нахождения направлений распространения дифрагированных волн центр поверхности $k_g(\theta, \alpha)$ совместим с началом координат (рис. 1, в). Согласно соотношению (2), каждый из удовлетворяющих ему векторов k_n отличается от соответствующего вектора k_g на один и тот же вектор k_a плоской упругой волны, поэтому при анализе данного вида дифракции удобно сместить поверхность волновых векторов $k_n(\theta, \alpha)$ относительно поверхности $k_g(\theta, \alpha)$ на вектор k_a . При знаке плюс в выражении (2) с центром координат совпадает начало вектора k_a , а при знаке минус — его конец. Возможные значения векторов k_g , составляющих дифрагированное поле, найдем соединяя начало координат с линией пересечения поверхностей $k_n(\theta, \alpha)$ и $k_g(\theta, \alpha)$. Векторы k_n построим из конца вектора k_a или из его начала, следуя соотношению (2), до той же линии пересечения.

Необходимым условием осуществления данного вида дифракции является присутствие в падающем световом поле составляющих углового спектра плоских волн с волновыми векторами k_n , удовлетворяющими условию (2) (рис. 1, в).

Расчет частот дифракции

Рассмотрим взаимодействие расходящейся световой волны одной поляризации (например, необыкновенной) в одноосном кристалле с плоской упругой волной с образованием расходящейся дифрагированной волны другой поляризации (обыкновенной). При этом поверхность волновых векторов дифрагированной волны $k_g(\theta, \alpha)$ является сферой, а поверхность $k_n(\theta, \alpha)$ — эллипсоидом вращения. Будем искать возможные направления векторов k_g при заданном векторе k_a .

В соответствии с изложенным выше совместим центр сферы $k_g(\theta, \alpha)$ с началом координат, а поверхность $k_n(\theta, \alpha)$ сместим от начала координат на вектор k_a (рис. 1, в). Тогда удовлетворяющий соотношению (2) набор векторов k_g определяется линией пересечения поверхностей сферы $k_g(\theta, \alpha)$ и эллипсоида $k_n(\theta, \alpha)$ и может быть найден из соответствующих им уравнений

$$r = kn_0, \quad (3)$$

$$\frac{(r \sin \theta \cos \alpha - k_a \sin \vartheta \cos \varphi)^2}{k^2 n_e^2} + \frac{(r \sin \theta \sin \alpha - k_a \sin \vartheta \sin \varphi)^2}{k^2 n_e^2} + \frac{(r \cos \theta - k_a \cos \vartheta)^2}{k^2 n_0^2} = 1, \quad (4)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны света; $k_a = 2\pi f_a/v$ — модуль вектора k_a , v — скорость упругой волны; n_0 и n_e — показатели преломления для обыкновенной световой волны и поляризованной вдоль оси Z соответственно; r — сферическая координата.

Из системы уравнений (3) и (4) после несложных преобразований найдем связь f_a с направлениями k_g , удовлетворяющими (2)

$$f_a = \frac{vn_0}{\lambda(n_0^2 \sin^2 \vartheta + n_e^2 \cos^2 \vartheta)} [B \pm \sqrt{B^2 - \sin^2 \vartheta (n_0^2 - n_e^2) (n_0^2 \sin^2 \vartheta + n_e^2 \cos^2 \vartheta)}], \quad (5)$$

где $B = n_0^2 \sin \theta \sin \vartheta (\cos \alpha \cos \varphi + \sin \alpha \sin \varphi) + n_e^2 \cos \theta \cos \vartheta$.

Подобным образом можно получить также частоты дифракции для падающей обыкновенной и дифрагированной необыкновенной волн

$$f'_a = \frac{vn_0}{\lambda \sqrt{n_0^2 \cos^2 \vartheta + n_e^2 \sin^2 \vartheta}} [n_e A \pm \sqrt{n_e^2 A^2 + (n_0^2 - n_e^2) \sin^2 \vartheta}], \quad (6)$$

где $A = \sin \vartheta \cos \varphi \sin \theta \cos \alpha + \sin \vartheta \sin \varphi \sin \theta \sin \alpha + \cos \vartheta \cos \theta$.

Как следует из формул (5) и (6) и из предыдущего рассмотрения, дифрагированной волне соответствует конус направлений волнового вектора k_g , зависящий от частоты f_a и направления распространения плоской упругой волны.

Методика эксперимента

Дифракция расходящихся световых волн на плоских упругих волнах наблюдалась в кристаллах ниобата лития. Образцы имели форму призм и позволяли возбуждать сдвиговые упругие волны под различными углами ϑ в плоскостях YZ и XZ кристалла, а также вводить и выводить световое излучение. Возбуждение акустических волн осуществлялось как с помощью электродов, нанесенных на поверхность ниобата лития, так и с помощью пластинчатых пьезопреобразователей в диапазоне частот 50—600 МГц от генераторов СВЧ с мощностью ~ 1 Вт. Дифракционные картины наблюдались для света с длинами волн $\lambda = 0.44, 0.53, 0.63, 1.15$ мкм при скрещенных поляроидах. Измерение углов дифракции осуществлялось на гониометре—спектрометре ГС-5 и по фотографиям дифракционных картин в дальней зоне.

Расходящиеся падающие световые волны образовывались, по-видимому, на входной грани кристалла при освещении ее пучками света с относительно малой расходимостью из-за рассеяния на оптических неоднородностях поверхности.

Экспериментальные результаты

Дифракция расходящихся световых волн на плоских упругих волнах впервые наблюдалась в [6]. При этом в фокальной плоскости объектива регистрировалась дифракционная картина, изображенная на рис. 2 и являющаяся типичной. На фотографии виден дифракционный максимум 1, обусловленный световой волной, падающей на входную грань нормально к ней и к выходной грани и не полностью подавленный анализатором. Контур 2 соответствует аномальной дифракции Шэффера—Бергмана [4], а полоса 3, имеющая большой

на-
тор
ре-
α)

(3)

(4)

ю-
ой
ая

М

5)

угловой размер в направлении оси X , обусловлена дифракцией расходящихся световых волн на плоских упругих волнах. В рассмотренном случае в кристалле возбуждались сдвиговые стоячие волны с поляризацией по оси X под углом $\vartheta = 135^\circ$ в плоскости YZ LiNbO_3 . При изменении частоты упругих волн угол θ_g быстро изменялся, причем яркость полосы 3 была максимальной на частотах акустического резонанса. Подобные дифракционные картины наблюдались нами и для других направлений распространения упругих волн во всех исследованных кристаллах.

С помощью интерферометра Фабри—Перо с базой 107 мм было установлено, что свет в полосе 3 имеет две сдвинутые по частоте на $\pm f_a$ относительно падающего излучения спектральные компоненты, как и при обычной дифракции на стоячих волнах и в соответствии с формулой (1).

Выше отмечалось, что дифрагированным волнам при рассмотренном виде дифракции соответствует конус направлений волнового вектора k_g . Полоса 3 имеет угловой размер более 20° в направлении, перпендикулярном оси Z кристалла, и обусловлена частью этого конуса. Для проверки предлагаемой модели дифракции нами были исследованы зависимости угла θ_g между нормалью

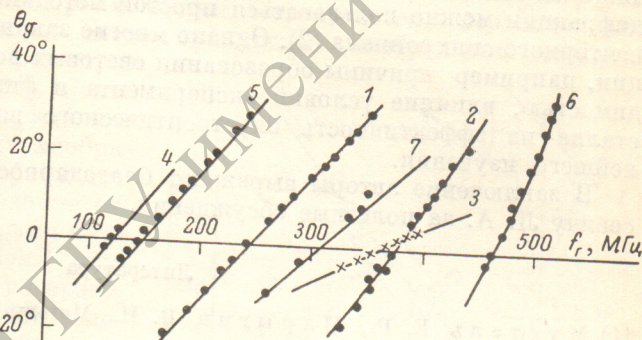
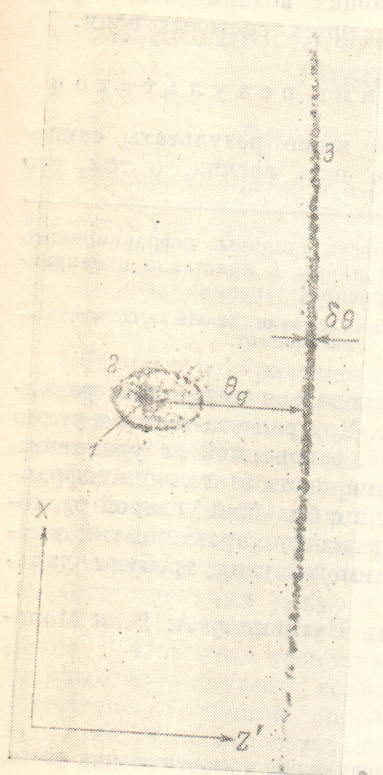


Рис. 2. Типичная дифракционная картина, наблюдаемая в дальней зоне.

Рис. 3. Зависимости углов дифракции θ_g от частоты акустических волн, для некоторых ориентаций волнового вектора k_d и нормали к выходной грани кристалла в плоскости YZ . 1, 7 — $\vartheta = 135^\circ$; 2, 6 — $\vartheta = 90^\circ$; 3 — $\vartheta = 0^\circ$; 4 — $\vartheta = 150^\circ$; 5 — $\vartheta = 120^\circ$; 1—3, 7 — $\theta_n = 135^\circ$; 4, 5 — $\theta_n = 150^\circ$; 6 — $\theta_n = 120^\circ$; 1—6 — $\lambda = 0.63$ мкм; 7 — $\lambda = 0.53$ мкм. θ_n — угол между осью Z и нормалью к выходной грани.

к выходной грани образца и образующей конуса k'_g , лежащей в плоскости YZ кристалла (рис. 2), от частоты акустических волн. Наиболее характерные зависимости изображены точками на рис. 3. Кривые, проведенные на этом рисунке, рассчитаны по формулам (5) и (6). При расчетах предполагалось, что на выходной грани кристалла происходит преломление дифрагированной волны с k'_g в соответствии с законом Снеллиуса.

Как следует из рис. 3, экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетом. Некоторые различия могут быть обусловлены, например, ошибками эксперимента, отличием использованных физических постоянных кристалла от их значений для исследованных образцов, а также приближенным характером учета преломления дифрагированных волн на выходной грани.

Характерно, что дифракционные картины при фиксированных направлениях распространения и частоте упругих волн не зависят от угла падения на грань вводимого света (меняется только интенсивность дифракционной картины). По-видимому, это обусловлено тем, что расходящиеся световые волны возникают из-за рассеяния на оптических неоднородностях малого размера. Уста-

новлено также, что ширина дифракционного максимума $3\delta\theta$ в направлении Z' (рис. 2) примерно обратно пропорциональна длине кристалла L в направлении распространения света Y' (рис. 4). При уменьшении апертуры падающего светового пучка $\delta\theta$ уменьшается, в то время как линия контура 2 дифракции Шеффера—Бергмана, как и следовало ожидать, уширяется. Такое поведение $\delta\theta$

может быть связано, например, с хаотичностью распределения по кристаллу источников, вызывающих возникновение расходящихся падающих световых волн.

Обсуждение результатов

Изложенные выше результаты свидетельствуют, на наш взгляд, о том, что

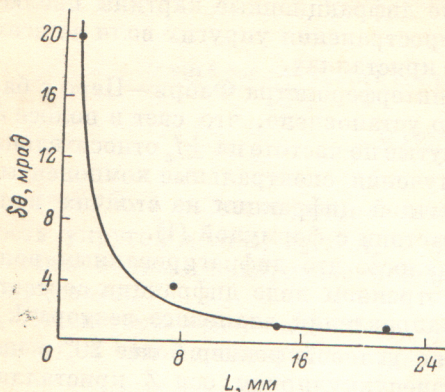


Рис. 4. Зависимость ширины дифракционного максимума $\delta\theta$ от длины L кристалла в направлении распространения света.

Кривая — расчет по формуле $\delta\theta = 19.44/L$; точки — эксперимент.

в оптически анизотропных кристаллах может наблюдаться дифракция расходящихся световых волн на плоских упругих волнах. Для расчета частот и углов дифракции можно пользоваться простой методикой, основанной на уравнении векторного синхронизма (2). Однако многие закономерности этого вида дифракции, например причины образования световых волн с большой угловой расходимостью, влияние условий эксперимента и физических характеристик кристалла на эффективность акустооптического взаимодействия, требуют дальнейшего изучения.

В заключение авторы выражают благодарность Пуговкину А. В. и Монасевичу Л. А. за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. М., 1970.
- [2] Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. М., 1957.
- [3] Uchida N. — IEEE J. Quant. Electron., 1971, QE-7, p. 160.
- [4] Шандаров С. М. — ФТТ, 1973, т. 15, с. 2586.
- [5] Кривошеков Г. В., Строганов С. И., Самарин В. И., Тарасов В. М. — Опт. и спектр., 1973, т. 34, в. 2, с. 347.
- [6] Бикеев О. Н., Шандаров С. М. — Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, с. 1023.

Поступило в Редакцию 16 февраля 1982 г.