

ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА СЛОЕВ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ НА СТЕПЕНЬ КОГЕРЕНТНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

© 2007 г. **В. М. Котов**, доктор физ.-мат. наук; **Г. Н. Шкердин**, доктор физ.-мат. наук;
Д. Г. Шкердин; **Е. В. Котов**

Институт радиотехники и электроники РАН, г. Фрязино, Московская обл.

E-mail: vmk277@ire216.msk.su

Проведено сравнение влияния двух основных режимов анизотропной брэгговской акустооптической дифракции на степень когерентности оптического поля, когда оптические лучи взаимодействуют с акустическими волнами разных частот, пересекая при этом одинаковое число слоев акустической решетки. Показано, что характер спекл-картины оптического излучения, полученного при больших углах падения света на фронт акустической волны, практически совпадает с характером картины поля, дифрагировавшего при малых углах падения, если число слоев акустической решетки одинаково. Частоты акустических волн при этом различаются в 5 раз.

Коды OCIS: 230.0230, 230.1040.

Поступила в редакцию 01.08.2006.

Разработке способов фильтрации частично когерентного оптического поля по степени его пространственной когерентности уделяется много внимания. Эта задача актуальна для приемопередающих оптических систем, использующих когерентное оптическое излучение (см., например, [1–3]), для интерференционных измерительных систем [4], для обработки изображений, формируемых частично когерентным светом, [5] и т. д.

Одним из эффективных методов, направленных на решение этой проблемы, является акустооптическая (АО) дифракция [6–9]. В [9] показано, что наиболее сильными фильтрующими свойствами обладает режим анизотропной АО дифракции, реализуемый при больших углах падения света на фронт акустической волны (режим “far off axis” [10, 11]). Авторами [9] эффект объяснен наличием большого числа отражающих слоев, формируемых акустической решеткой, которую пересекает оптический луч. В частности, расчет показывает [9], что разница в числе слоев, пересекаемых лучом в режимах “far off axis” и “close to axis” (далее обозначим их как режимы *F* и *C* соответственно), осуществляемых на одной и той же частоте звука, достигает 15 раз (!).

В настоящей работе для непосредственной проверки доминирующего влияния числа слоев на степень пространственной когерентности используется другой подход, заключающийся в сравнении двух основных режимов АО дифракции, происходящих на разных частотах, но имеющих одинаковое число слоев решетки, пересекаемых падающим оптическим лучом.

На рис. 1 представлены векторные диаграммы двух основных режимов анизотропной АО дифрак-

ции – (режимы *C* и *F*), а также показаны процессы рассеяния луча акустической решеткой “назад” (процесс, присущий режиму *C*), и “вперед” (характерный для режима *F*). Здесь $\mathbf{k}_i$, $\mathbf{k}_d$ – волновые векторы падающего и отраженного оптических лучей, $\mathbf{q}$ – волновой вектор звука. Понятно, что определения “падающий” и “отраженный” лучи в данном случае условны, так как лучи могут меняться местами. Из векторных диаграмм рис. 1а и 1б видно, что при анизотропной АО дифракции угол падения света в

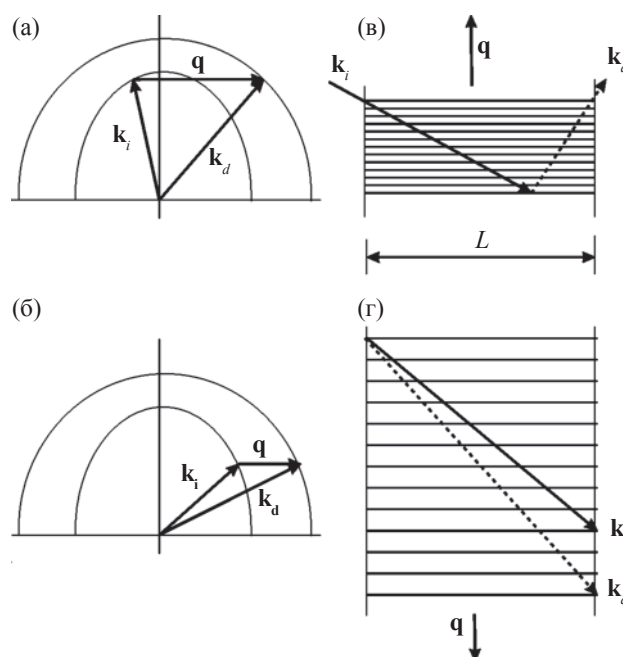


Рис. 1. а, б – векторные диаграммы двух основных режимов анизотропной АО дифракции, в, г – их схемы рассеяния; а, в – режим *C*; б, г – режим *F*.

общем случае не равен углу рассеяния. Эта разница особенно сильно проявляется при относительно низких частотах звука. Однако забегая вперед, отметим, что в используемом в наших экспериментах диапазоне акустических частот и длине волны света 0,63 мкм разница в углах падения и отражения несущественна: для реализации режима *C* (рис. 1а) в монокристалле TeO_2 этой разницей можно пренебречь на частотах звука выше 100 МГц [12]. Для режима дифракции *F* (рис. 1б), как показывают наши оценки, различие в углах также несущественно несмотря на то, что этот режим нами реализовывался на частоте 27 МГц. В обоих рассматриваемых видах АО дифракции волновой вектор падающего луча $\mathbf{k}_i$ выбирался (для определенности) наименьшим из двух возможных вариантов в полном соответствии с ситуацией, отображенной на диаграммах рис. 1а и 1б, хотя в нашем случае в силу упомянутых выше причин это и не принципиально.

Число слоев N акустической решетки, пересекаемых светом, можно определить из соотношения

$$N = \frac{L \operatorname{tg} \Theta_i}{\Lambda} = \frac{L f \operatorname{tg} \Theta_i}{v}, \quad (1)$$

где L – длина АО взаимодействия, Λ , f , v – длина волны, частота и скорость звука; Θ_i – угол между волновым вектором падающего света $\mathbf{k}_i$ и фронтом акустической волны.

Частоту и угол в выражении (1) нельзя выбирать произвольным образом, поскольку они связаны между собой условием брэгговского синхронизма

$$\mathbf{k}_i \pm \mathbf{q} = \mathbf{k}_d. \quad (2)$$

Величины волновых векторов света $|\mathbf{k}_i| = \frac{2\pi n_i}{\lambda}$ и $|\mathbf{k}_d| = \frac{2\pi n_d}{\lambda}$ зависят от длины волны света λ и показателей преломления собственных волн кристалла n_i и n_d , а последние в свою очередь зависят от угла Θ между оптической осью кристалла и направлением распространения света. Для монокристалла TeO_2 они описываются выражением [12, 13]

$$n_{1,2}^2 = \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \Theta}{\frac{1}{n_o^2} + \frac{\operatorname{tg}^2 \Theta}{2} \left(\frac{1}{n_o^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\operatorname{tg}^4 \Theta \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2}}, \quad (3)$$

где n_o , n_e – главные показатели преломления кристалла для оптического излучения с длиной волны λ ; G_{33} – компонент псевдотензора гирации.

В экспериментальном образце акустическая волна распространялась вдоль направления $[110]$ со скоростью $0,617 \times 10^5$ см/с. Оптическое излучение с длиной волны 0,63 мкм направлялось под углом Брэгга к акустической волне. Реализовывалась анизотропная дифракция под двумя углами падения. В силу выбранной нами геометрии отсчет угла Θ в выражении (3) совпадает с отсчетом угла в выражении (1).

Волновой вектор звука $\mathbf{q}$ связан с частотой f соотношением $|\mathbf{q}| = \frac{2\pi f}{v}$. На основании выражений (1)–(3) вычислялись пары величин f , Θ_i для обоих режимов дифракции, при которых число слоев N было одним и тем же. Вычисления выполнялись при следующих параметрах, входящих в (1)–(3): $\lambda = 0,63$ мкм, $n_o = 2,26$, $n_e = 2,41$, $G_{33} = 2,62 \times 10^{-5}$; $v = 0,617 \times 10^5$ см/с. На рис. 2 приведены зависимости между полученными значениями частоты звука f и числом слоев N для обоих видов дифракции при длине АО взаимодействия $L = 0,5$ см (условие эксперимента). Кривые 1, 2 соответствуют режимам

дифракции рис. 1а и 1б. Для выполнения эксперимента были выбраны режимы, для которых число слоев $N = 35$. Эти режимы реализуются на частотах

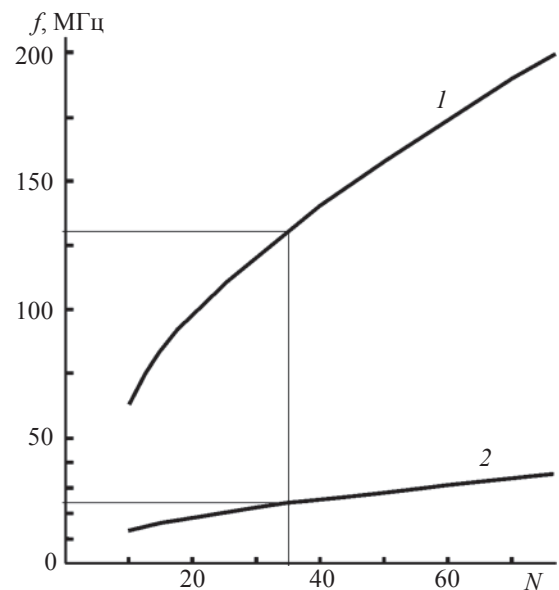


Рис. 2. Соотношения между частотой звука f и числом отражающих слоев N . 1 – режим *C*, 2 – режим *F*.

27 и 133 МГц (режимы *F* и *C* соответственно). Выбор частот был обусловлен тем, что они могут генерироваться одним пьезопреобразователем на 1-й и 5-й гармониках, т. е. могут быть получены на базе одной и той же АО ячейки.

Эксперимент выполнялся с использованием излучения He–Ne-лазера типа ЛГН-207А ($\lambda = 0,63$ мкм), которое пропусклось через шлифованную стеклянную пластинку для получения частично когерентного оптического излучения. Рассеянное пластинкой излучение формировалось посредством системы линз в сходящийся пучок с расходимостью около $1,5^\circ$ и диаметром в “перетяжке” около 0,5 см. В “перетяжку” пучка помещалась АО ячейка, выполненная из монокристалла TeO_2 с размерами $8 \times 8 \times 10$ мм вдоль направлений $[110]$, $[001]$, $[1\bar{1}0]$ соответственно. Поперечная “медленная” акустическая волна, генерируемая преобразователем из LiNbO_3 , распространялась вдоль оси $[110]$ кристалла. Для получения наиболее эффективной АО дифракции подбиралась оптимальная поляризация оптического излучения посредством компенсатора Бабиня, устанавливаемого непосредственно после He–Ne-лазера. Выходящие из АО ячейки лучи направлялись на экран. Оптические пятна, получаемые на экране, фотографировались фотокамерой. АО дифракция наблюдалась на 1, 3 и 5-й гармониках с центральными частотами $f_{\text{ц}} \approx 25$, 74 и 134 МГц соответственно и полосой по уровню 3 дБ примерно 20, 7 и 3%. На этих частотах исследовался режим *C*. В режиме *F* исследовалась дифракция только на первой гармонике.

На рис. 3 приведены фотографии спекл-структуры полей, полученных в результате дифракции в режиме *C* на 1-й гармонике (рис. 3а, слева – нулевой порядок дифракции, после АО взаимодействия по сути разделившийся на два луча, справа – 1-й порядок), на 3-й (рис. 3б) и 5-й (рис. 3в) гармониках. На всех приведенных фотографиях нулевой дифракционный порядок расположен слева, 1-й порядок – справа. Между нулевым и первым порядками дифракции (рис. 3в) в рамке расположена спекл-структура (рис. 3г), соответствующая 1-му порядку дифракции режима *F*, полученному на частоте $f = 27$ МГц. Такое расположение порядков выбрано для того, чтобы облегчить сравнение спекл-структур между собой. Прежде всего из фотографий видно, что полуширины лучей различны: наибольшую полуширину имеет нулевой порядок, полуширины дифрагировавших в 1-й порядок лучей в режиме *C* уменьшаются с ростом частоты звука. Это объясняется уменьшением угловой расходимости звука при увеличении частоты в соответствии с зависимостью $\Delta\varphi_{\text{ac}} \approx \frac{\Lambda}{D} = \frac{v}{fD}$, где D – апертура преобразователя, Λ – длина волны звука. Как известно

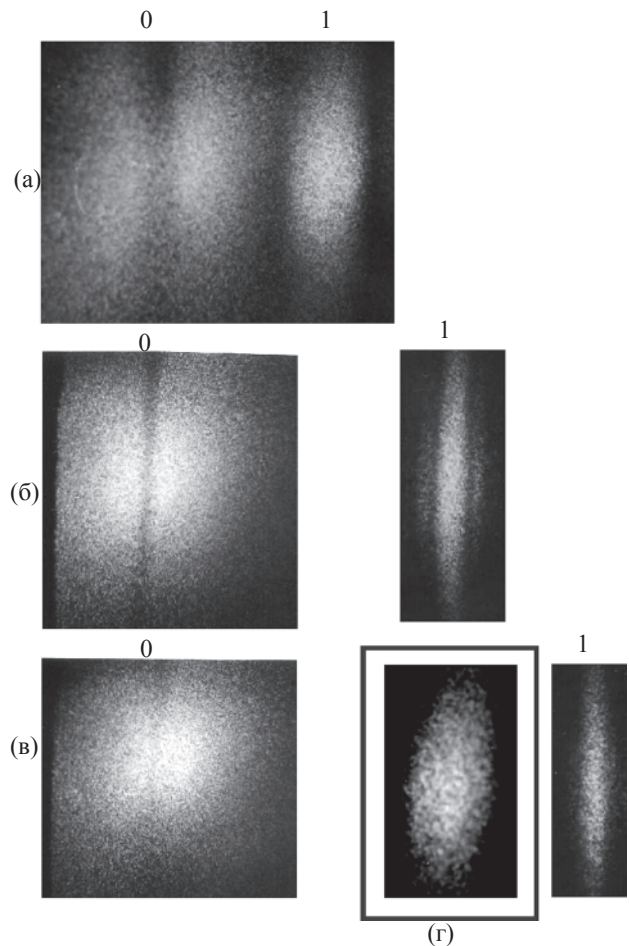


Рис. 3. Фотографии спекл-структур дифракционных порядков. а, б, в – режим *C*, нулевой и 1-й порядки дифракции; а – 1-я, б – 3-я, в – 5-я гармоники; г – режим *F*, 1-й порядок дифракции, 5-я гармоника.

[14], расходимость дифрагировавшего излучения определяется наименьшей из расходимостей падающего луча и звуковой волны. В нашем случае определяющим фактором является расходимость звука. Действительно, как видно из рис. 3, полуширина лучей, дифрагировавших на 3-й и 5-й гармониках, примерно в 3 и 5 раз соответственно меньше полуширины луча, дифрагировавшего на 1-й гармонике. Полуширина луча (рис. 3г) практически совпадает с полушириной 1-го порядка дифракции варианта рис. 3а.

Основной целью наших исследований являлось сравнение спекл-структур дифрагировавших лучей, их степени “зернистости”. Из рис. 3 видно, что степень “зернистости” лучей, полученных в режиме *C*, растет с увеличением частоты звука, а наибольшая “зернистость” наблюдается у 1-го порядка дифракции, полученного на частоте 134 МГц (рис. 3в). По этому параметру рассматриваемый порядок дифракции наиболее близок к структуре варианта рис. 3г,

который является наиболее эффективным для решения задачи фильтрации частично когерентного оптического излучения по степени его пространственной когерентности [9]. На рис. 4 приведены характерные профили спекл-структур первых порядков дифракции, соответствующие первым порядкам рис. 3а, 3б, 3в режима *C* и рис. 3г режима *F*. По оси абсцисс отложен поперечный размер пятна d на экране, по оси ординат – интенсивность излучения I .

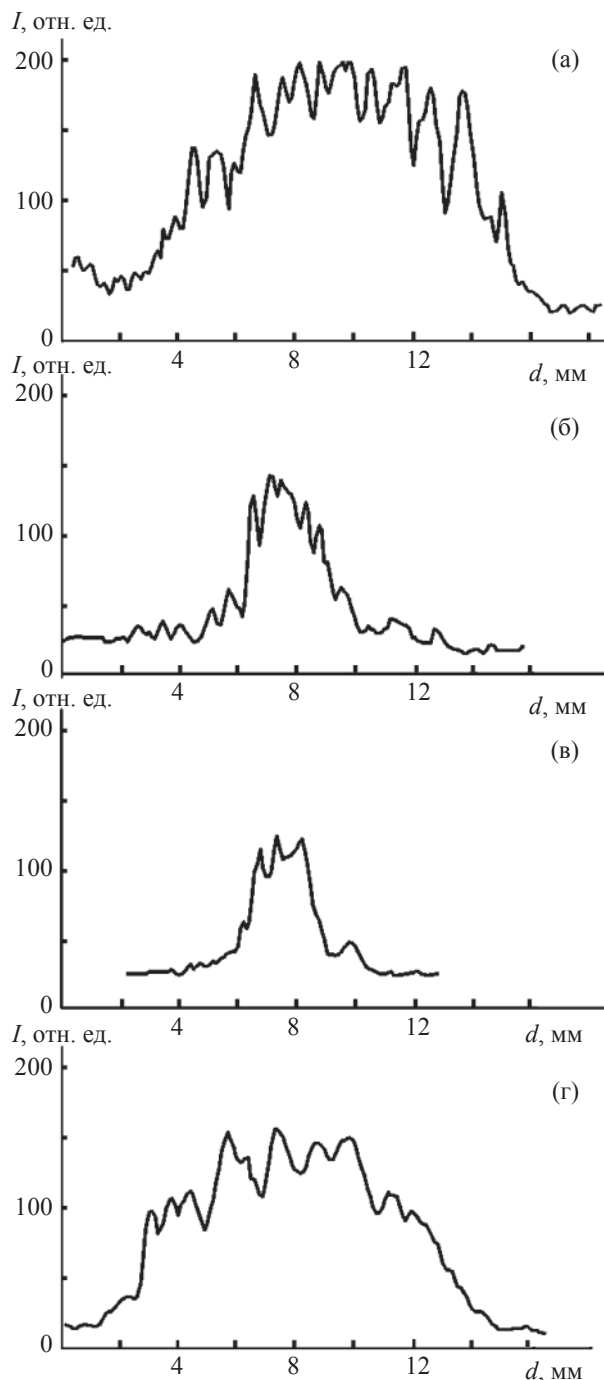


Рис. 4. Типичные профили спекл-структур лучей, дифрагировавших в первый порядок. а, б, в – в режиме *C*; г – в режиме *F*.

Видно, что характерный период осцилляций профиля рис. 4г наиболее близок по характеру осцилляций профиля рис. 4в. Характер осцилляций других порядков заметно мельче. Это означает, что наилучшими фильтрующими свойствами в данном случае обладают режимы, представленные на рис. 4в и 4г: они наилучшим образом отфильтровывают мелкозернистый фон. Из сопоставления рис. 4в и 4г можно сделать вывод, что фильтрующие свойства АО дифракции, проявляющиеся в режиме дифракции *C* на частоте 134 МГц, наиболее близки к фильтрующим свойствам в режиме дифракции *F* на частоте 27 МГц. Другими словами, фильтрующие свойства АО взаимодействия определяются не частотой звука, а числом отражающих слоев акустической решетки, которую пересекает оптический луч.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы:

- для непосредственной проверки определяющего влияния числа слоев решетки на степень когерентности оптического поля предложено сравнить два основных режима анизотропной дифракции, осуществляемых на разных частотах, но имеющих одинаковое число слоев, пересекаемых оптическим лучом;
- разработана методика поиска частотно-угловых характеристик таких вариантов дифракции, выполнены конкретные расчеты, получены зависимости частоты звука f от числа слоев N ;
- из всего многообразия полученных вариантов дифракции выбраны те, которые могут быть реализованы на базе одной АО ячейки при возбуждении в ней звука на разных (в частности, на 1-й и 5-й) гармониках;
- выполнен эксперимент с использованием излучения He–Ne-лазера ($\lambda = 0,63$ мкм), которое дифрагировало на акустической волне, возбуждаемой в АО ячейке, выполненной из TeO_2 ;
- сравнение спекл-картин дифрагировавших в первый порядок лучей показывает, что характер спекл-картины оптического поля, полученного в режиме “far off axis”, практически совпадает с характером картины поля, дифрагировавшего в режиме “close to axis”, если число пересекаемых светом слоев акустической решетки одинаково. Акустические частоты при этом различались в 5 раз.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-01-00045) и гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации НШ-8195.2006.9.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мандель Л., Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика. М.: Физматлит, 2000. 896 с.

2. *Yu F.T.S.* Entropy and information optics. N.Y.: Marcel Dekker, Inc., 2000. 338 p.
3. *Козанне А., Флере Ж., Мэтр Г., Руссо М.* Оптика и связь. М.: Мир, 1984. 502 с.
4. Оптоволоконные сенсоры. Принципы и компоненты // Под ред. Дейкина Дж. и Калшо Б. М.: Мир, 1992. 438 с.
5. *Caulfield H.J., Lu Sun.* The applications of Holography. N.Y.: Willey-Interscience, Inc., 1970. 138 p.
6. *Imai Y., Ohtsuka Y.* Optical coherence modulation by ultrasonic waves. 1. Dependence of partial coherence on ultrasonic parameters // *Appl. Opt.* 1980. V. 19. № 4. P. 542–547.
7. *Imai Y., Imai M., Ohtsuka Y.* Optical coherence modulation by ultrasonic waves // *Appl. Opt.* 1980. V. 19. № 20. P. 3541–3544.
8. *Vahimaa P., Turunen J.* Bragg diffraction of spatially partially coherent fields // *JOSA. A.* 1997. V. 14. № 1. P. 54–59.
9. *Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г., Котов Е.В.* Сравнение режимов акустооптической брэгговской дифракции для задач эффективного управления степенью когерентности оптического поля // *Оптический журнал.* 2004. Т. 71. № 2. С. 10–13.
10. *Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
11. *Xu J., Stroud R.* Acousto-optic devices: Principles, Design and Applications. N.Y.: John Wiley & Sons, Inc., 1992. 652 p.
12. *Kotov V., Stiens J., Shkerdin G., Vounckx R.* Cascade acousto-optic frequency shift of light // *J. Opt. A.: Pure Appl. Opt.* 2001. V. 3. P. 517–520.
13. *Котов В.М.* Поляризационно-независимая модуляция многокомпонентного лазерного излучения // *ФТТ.* 1995. Т. 37. № 1. С. 261–270.
14. *Магдич Л.Н., Молчанов В.Я.* Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978. 110 с.