

Число отражающих слоев как доминирующий фактор влияния акустической решетки на степень когерентности оптического поля

В.М.Котов, Г.Н.Шкердин, Д.Г.Шкердин, Е.В.Котов

Проанализировано влияние двух основных режимов анизотропной брэгговской акустооптической (АО) дифракции на степень когерентности оптического поля с точки зрения числа слоев акустической решетки, пересекаемых оптическим пучком. На базе АО взаимодействия в монокристалле TeO_2 показано, что несмотря на значительное различие (примерно в 5 раз) между акустическими частотами, используемыми в режимах больших и малых углов падения света относительно фронта акустической волны, характер спекл-структуры в них практически одинаков.

Ключевые слова: акустооптическая дифракция, брэгговский режим, степень когерентности оптического поля.

В работах [1–3] исследовалось влияние акустооптической (АО) брэгговской дифракции на степень пространственной когерентности частично когерентного оптического поля. Было показано, что наиболее сильное влияние на нее оказывает режим анизотропной дифракции, при котором оптическое излучение падает под большим углом к фронту акустической волны (режим больших углов [3], в отличие от режима малых углов, когда угол падения мал [4–6]). Эффект объяснялся тем, что в режиме больших углов свет пересекает большее число слоев акустической решетки. Для непосредственной проверки данного факта в настоящей работе проведено прямое сравнение влияния этих двух базовых режимов анизотропной дифракции, осуществляемых на разных частотах (в наших экспериментах частоты различались примерно в 5 раз), но при одинаковом числе пересекаемых слоев акустической решетки, на степень пространственной когерентности оптического излучения.

Пусть L – длина АО взаимодействия. Тогда число слоев акустической решетки

$$N = \frac{L \tan \Theta}{\Lambda} = \frac{L f \tan \Theta}{v}, \quad (1)$$

где Λ , f , v – длина волны, частота и скорость звука; Θ – угол наклона волнового вектора света k к фронту акустической волны. При двух разных углах падения (Θ_1 и Θ_2) число слоев N остается одним и тем же (считая неизменными L и v) только в случае выполнения условия

$$f_1 \tan \Theta_1 = f_2 \tan \Theta_2, \quad (2)$$

где f_1 и f_2 – акустические частоты в рассматриваемых режимах.

В.М.Котов, Г.Н.Шкердин, Д.Г.Шкердин, Е.В.Котов. Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязинское отделение; Россия, Московская обл., 141120 Фрязино, пл. акад. Введенского, 1; e-mail: vmk277@ire216.msk.su; gns277@ire216.msk.su; dgs277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 29 июня 2006 г., после доработки – 20 июля 2007 г.

На рис.1,а представлена векторная диаграмма двух режимов АО дифракции в одноосном положительном кристалле – режима малых углов (падающее излучение с волновым вектором k_{i1} дифрагирует в направлении k_{d1} при взаимодействии с акустической волной с волновым вектором q) и режима больших углов (излучение с волновым вектором k_{i2} дифрагирует в направлении k_{d2} при взаимодействии с той же волной). Здесь звуковая волна распространяется перпендикулярно оптической оси кристалла Z . На рис. 1,б показано прохождение излучения с векторами k_{i1} и k_{i2} через акустическую решетку шириной L . Полагаем, что падающие лучи являются «обыкновенными», а Θ_1 и Θ_2 – углы между волновыми векторами k_{i1} , k_{i2} и фронтом акустической волны соответственно.

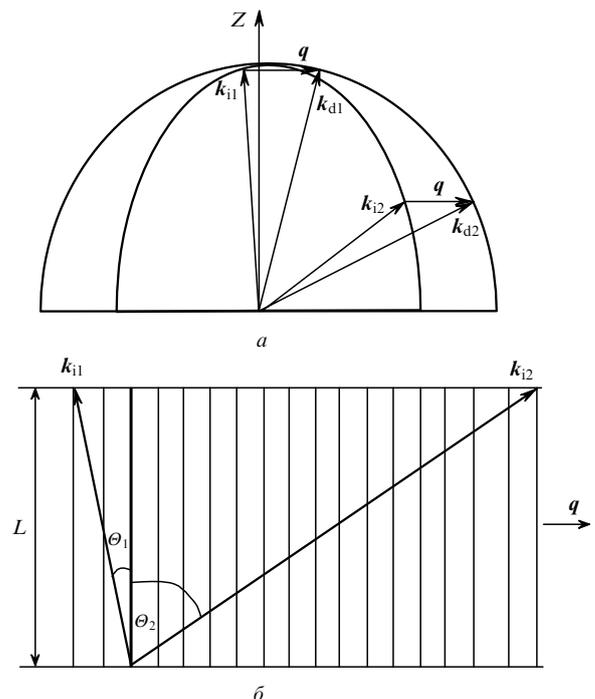


Рис.1. Векторная диаграмма двух режимов анизотропной АО дифракции (а) и прохождение падающих лучей через акустическую решетку (б).

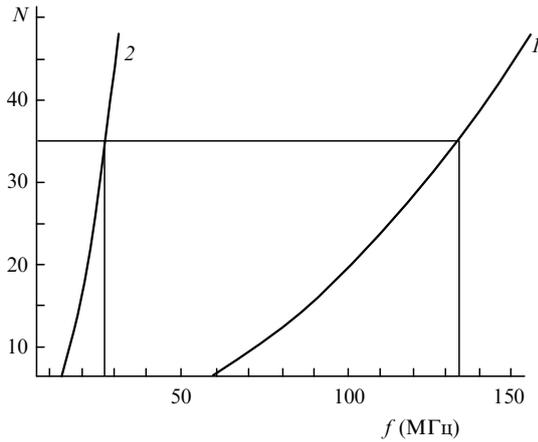


Рис.2. Зависимости числа пересекаемых оптическим пучком слоев N от частоты акустической волны для режимов малых (1) и больших (2) углов.

Частоту и соответствующий угол нельзя выбирать произвольным образом, поскольку они связаны условием брэгговского синхронизма. В нашем случае эта связь описывается соотношением [4–6]

$$f_1 = \frac{v}{\lambda_0} \sin \Theta_1 (n_e + n_o) \quad (3)$$

для режима малых углов падения и

$$f_2 = \frac{v}{\lambda_0} \sin \Theta_2 (n_e - n_o) \quad (4)$$

для режима больших углов. Здесь λ_0 – длина волны света, n_o , n_e – главные показатели преломления кристалла. Решая совместно (3), (4) и (2), получаем уравнение, связывающее частоты f_1 и f_2 :

$$f_2^4 + A\lambda_0^2 f_2^2 - Av^2(n_e - n_o)^2 = 0, \quad (5)$$

где

$$f_2^2 = \left[\left(\frac{A\lambda_0^2}{2} \right)^2 + Av^2(n_e - n_o)^2 \right]^{1/2} - \frac{A\lambda_0^2}{2}; \quad (6)$$

$$A = \frac{f_1^4}{v^2(n_e + n_o)^2 - f_1^2 \lambda_0^2}. \quad (7)$$

Основываясь на параметрах кристалла TeO_2 для излучения с длиной волны $\lambda_0 = 0.63 \times 10^{-4}$ см ($v = 0.6 \times 10^5$ см/с, $n_o = 2.26$, $n_e = 2.41$) нетрудно показать, анализируя (6), (7), что отношение частот f_1/f_2 остается практически неизменным и равным ~ 5.6 при изменении частоты f_1 от 50 до 200 МГц. С учетом гиротропии кристалла TeO_2 вышеприведенные вычисления заметно усложняются, однако их влияние на конечные результаты несущественно. В частности отношение частот становится равным ~ 5 . На рис.2 приведены зависимости числа слоев акустической решетки N от частоты звука, полученные при тех же параметрах с привлечением соотношения (1). При расчетах L принималось равным 0.5 см (что соответствовало условиям эксперимента).

Взяв на рис.2 число слоев $N = 35$, получим $f_1 \sim 133$ МГц, $f_2 \sim 27$ МГц. Эти частоты использовались нами в эксперименте для проверки эквивалентности спекл-картин, формируемых в результате АО дифракции в режимах больших и малых углов.

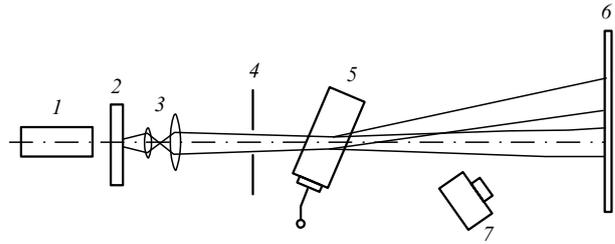


Рис.3. Оптическая схема эксперимента.

На базе монокристалла TeO_2 была изготовлена АО ячейка, в которой генерировалась поперечная акустическая волна с частотой на первой гармонике ~ 26.5 МГц и полосой $\sim 15\%$, на пятой гармонике – с частотой ~ 133 МГц и полосой $\sim 1\%$.

Оптическая схема экспериментальной установки приведена на рис.3. Излучение He–Ne-лазера 1 (ЛГН-207А) с длиной волны 0.63×10^{-4} см и длиной когерентности ~ 20 см пропускалось через стеклянную пластинку 2, одна сторона которой шлифовалась порошком М5. Возникающее после прохождения пластинки частично когерентное излучение формировалось линзами 3 в слабосходящийся пучок. Расходимость излучения составляла $\sim 0.5^\circ$, диаметр перетяжки был равен ~ 0.8 см. Излучение направлялось на АО ячейку 5, которая находилась в перетяжке пучка, расстояние от линз 3 до перетяжки составляло ~ 50 см. Непосредственно перед АО ячейкой для уменьшения паразитного фона располагалась диафрагма 4. На экране 6, удаленном от АО ячейки на расстояние ~ 150 см, наблюдались дифракционные пятна, которые фотографировались пленочным фотоаппаратом «Зенит» 7, что позволяло получать фотоснимки с хорошим пространственным разрешением.

На рис.4 представлены фотографии спекл-структуры излучения, дифрагировавшего на частотах $f_2 = 27$ МГц и $f_1 = 133$ МГц. Прежде всего следует отметить, что полуширины дифрагировавших пятен различны. Это объясняется изменением угловой расходимости звуковой волны с ростом частоты: $\Delta\varphi_{ac} \approx A/D = v/(fD)$, где D – апертура преобразователя. При изменении частоты в 5 раз полуширина пятна должна была бы измениться во столько же раз, однако в эксперименте она изменилась только в 2–3 раза. Расхождение с экспериментом мы объясняем тем, что при малых частотах звука определяющей является расходимость падающей световой волны, которая меньше расходимости звуковой волны, а при больших звуковых частотах наоборот – определяющей является расходимость звуковой волны, которая становится меньше расходимости падающего излучения. Расходимость же дифрагировавшего излучения, как известно [7], определяется наименьшей из расходимостей падающей световой и звуковой волн.

На рис.4,в,г представлены типичные профили спекл-структур рис.4,а, б в сечении пучков, близком к центральному сечению, после цифровой обработки. Видно, что периодичность осцилляций, расстояние между максимумами и глубина модуляции кривых на рис.4,в,г близки друг другу, т. е., по нашему мнению, параметры спекл-структур совпадают с хорошим приближением.

Для количественной оценки степени когерентности оптического поля можно воспользоваться моделью Гаусса – Шееля [3, 8], согласно которой поле представляется набором случайно распределенных гауссовых пучков.

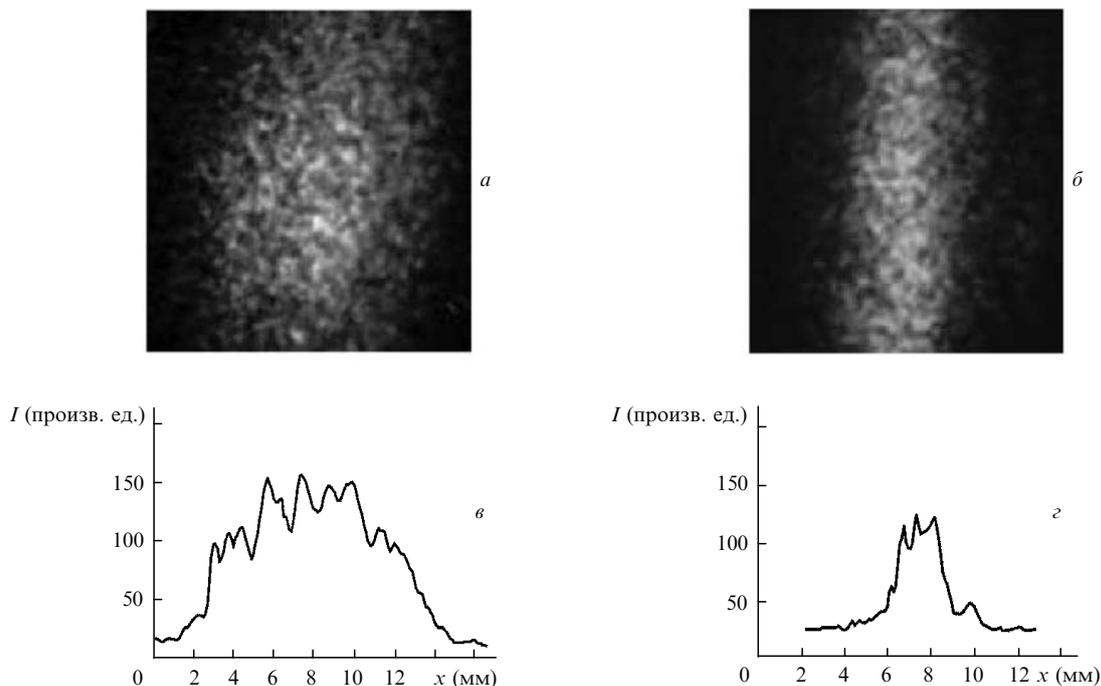


Рис.4. Фотографии спекл-структуры излучения, полученные в результате АО дифракции в режимах больших (а) и малых (б) углов, и соответствующие этим спекл-структурам характерные профили интенсивности дифрагировавшего излучения (в, з), полученные вблизи центрального сечения пучков.

Математически это можно записать как

$$I(x_1, x_2) = \frac{2I_0}{\pi\omega^2} \exp\left[-\frac{x_1^2 + x_2^2}{\omega^2}\right] \exp\left[-\frac{(x_1 - x_2)^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (8)$$

Здесь I , I_0 – распределение поля и суммарная интенсивность соответственно; x_1, x_2 – произвольные точки в фиксированной плоскости экрана; ω, σ определяют полуширину пучка по интенсивности (на уровне e^{-2}) и модуль комплексной степени пространственной когерентности (на уровне $e^{-0.5}$) соответственно. Будем считать, что расходимости парциальных гауссовых пучков равны друг другу и совпадают с расходимостью излучения He–Ne-лазера, т.е. $\omega \approx 0.5$ мм. Такое значение хорошо описывает максимумы на рис.4, а, б. Для оценки степени пространственной когерентности σ , входящей в выражение (8), воспользуемся средним расстоянием между соседними максимумами, равным ~ 1 мм. Иными словами, на расстоянии 1 мм соседние пучки уже не «чувствуют» друг друга. Отсюда $\sigma \approx 0.25$ мм. Отметим, что спекл-картина падающего излучения заметно отличается от спекл-картины дифрагировавшего излучения: расстояние между соседними максимумами для исходного излучения значительно меньше. По нашим оценкам, для падающего излучения $\sigma \approx 0.1$ мм. Детальные исследования, посвященные сравнению спекл-картин падающего пучка и пучка, дифрагировавшего в результате брэгговской АО дифракции в монокристалле TeO_2 , выполнены в [3].

Таким образом, в настоящей работе

– рассмотрены два основных режима анизотропной АО дифракции (с точки зрения числа слоев акустической

решетки, пересекаемых падающей световой волной), разработана методика поиска частотно-угловых характеристик таких режимов, выполнены численные расчеты;

– в соответствии с расчетами выполнен эксперимент с использованием монокристалла TeO_2 ;

– экспериментальные результаты показывают, что характер спекл-картины оптического поля, дифрагировавшего в режиме больших углов, совпадает с характером поля, дифрагировавшего в режиме малых углов, если число пересекаемых светом слоев акустической решетки одинаково. При этом акустические частоты и расходимости дифрагировавших лучей могут различаться в несколько раз.

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

1. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г. *Оптика и спектроскопия*, **93** (2), 313 (2002).
2. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г. *Квантовая электроника*, **33** (12), 1111 (2003).
3. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Шкердин Д.Г., Котов Е.В. *Радиотехника и электроника*, **50** (9), 1134 (2005).
4. Xu J., Stroud R. *Acousto-Optic Devices* (New York: Wiley & Sons, 1992).
5. Балакшиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).
6. Леманов В.В., Шакин О.В. *ФТТ*, **14** (1), 229 (1972).
7. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. *Акустооптические устройства и их применение* (М.: Сов. радио, 1978).
8. Мандель Л., Вольф Э. *Оптическая когерентность и квантовая оптика* (М.: Физматлит, 2000).