

Уменьшение контрастности спекл-структуры оптического поля посредством брэгговской дифракции света на звуке

В.М.Котов, Г.Н.Шкердин, Д.Г.Шкердин, А.Н.Булюк, С.А.Тихомиров

Для уменьшения контрастности спекл-структуры оптического поля, формирующегося на выходе многомодового световода, предложено использовать акустооптическую брэгговскую дифракцию, обеспечивающую коллинеарное распространение дифрагирующих в $+1$ -й и -1 -й порядки лучей, имеющих разные поляризации, и фокусировать их на вход световода. Предложенный режим обеспечивает 90%-ную эффективность дифракции. Экспериментально показано, что особенности дифракции в анизотропном кристалле TeO_2 позволяют достаточно эффективно управлять контрастностью картины спеклов путем изменения частоты звука, что дает возможность значительно подавлять спекл-структуру.

Ключевые слова: спекл-структура, акустооптическая дифракция.

В связи с бурным развитием средств передачи и обработки оптической информации одной из важных задач является контроль характеристик передаваемого светового поля, его временной и пространственной когерентности [1–3]. При распространении когерентного излучения через протяженную оптически-неоднородную среду (воздух, многомодовый оптический световод, оптические элементы с неровными поверхностями и т. п.) образуется поле с мелкомасштабной стационарной поперечной неоднородностью, называемое картиной спеклов [2] или спекл-структурой [3], которая в ряде случаев значительно ухудшает характеристики передаваемой информации. Картина спеклов имеет интерференционное происхождение и, следовательно, свидетельствует о пространственной когерентности исходного пучка. Таким образом, прямой метод уменьшения спекл-структуры передающего светового поля состоит в разрушении его пространственной когерентности.

На практике наиболее широко применяются методы, разрушающие как пространственную, так и временную когерентность передающего оптического пучка. Использование движущихся рассеивателей-диффузоров [3, 4] и механической вибрации световедущей среды [5, 6], а также пропускание света через жидкие кристаллы, к которым приложено переменное электрическое поле [7], позволяют дополнительно улучшить («сгладить») характеристики передаваемого оптического поля посредством их усреднения по времени.

Очевидно, что при этом характерное время изменения фазы отдельных лучей оптического пучка (а значит, и время разрушения временной и пространственной когерентности) должно быть значительно меньше времени регистрации полезного оптического сигнала. В частотном представлении это означает, что частота изменения фазы отдельных лучей несущего оптического поля дол-

жна быть выше частот передаваемого оптического сигнала.

Акустооптическое (АО) взаимодействие, по мнению ряда исследователей, является наиболее перспективным для решения этой задачи [8–13]. Это мнение обусловлено тем, что акустическая волна по своей сути есть меняющееся во времени и пространстве возмущение среды, что позволяет осуществить как временную, так и пространственную модуляцию оптического пучка. При этом характерные частоты АО взаимодействия (5–300 МГц) значительно превышают характерные частоты механических перемещений (~ 1 кГц [3, 4]) или частоты перероентации молекул в жидких кристаллах (1–10 кГц [7]).

В литературе существует много работ, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию управления оптическим полем посредством АО взаимодействия, рассмотрены режимы дифракции Рамана–Ната [4, 10–13] и Брэгга [8, 9, 14]. Однако если режим дифракции Рамана–Ната применительно к «перемешиванию» светового поля изучен достаточно хорошо как экспериментально, так и теоретически (эксперименты выполнялись на частотах звука до ~ 10 МГц [4, 8]), то брэгговский режим дифракции (на частотах свыше 20–30 МГц) исследован только теоретически. Дело в том, что непросто экспериментально получать сильное искажение оптического поля в брэгговском режиме дифракции и тем самым существенно влиять на параметры светового поля. При использовании обычных брэгговских АО ячеек характеристики дифрагировавшего пучка мало отличаются от характеристик падающего излучения, что, собственно, и делает привлекательным эти ячейки для управления пучком. Существенные искажения возникают при использовании сильно неоднородных акустических полей [15, 16] или в результате многократной перемодуляции АО взаимодействия [17], что реализуется при очень больших мощностях звуковой волны.

В настоящей работе предложен метод, использующий брэгговскую дифракцию без перемодуляции, т. е. при сравнительно малой акустической мощности. В нашем эксперименте световое поле формируется двумя

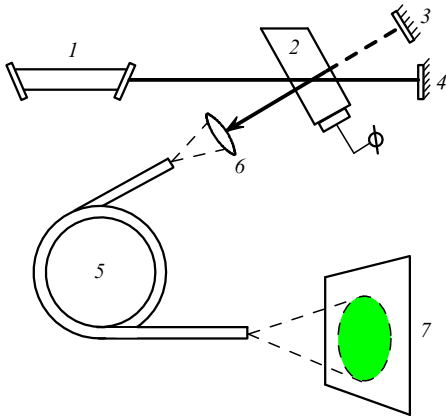


Рис.1. Оптическая схема управления спекловой структурой поля: 1 – лазер; 2 – АО модулятор; 3, 4 – зеркала; 5 – световод; 6 – линза; 7 – экран.

пучками, соответствующими +1-му и -1-му порядкам дифракции. В силу особенностей АО взаимодействия в анизотропной среде световое поле этих лучей по-разному меняется при одном и том же изменении параметров акустической волны, что позволяет усилить суммарное изменение оптического поля и эффективно уменьшить контрастность спекл-картины (см. ниже). Предлагаемый метод основан на использовании поляризационно-нечувствительной АО дифракции, описанной в [18, 19].

На рис.1 приведена оптическая схема эксперимента. Оптическое излучение, генерируемое лазером 1, поступает на АО модулятор 2 под углом Брэгга к акустической волне. Дифрагировавший в +1-й порядок пучок направляется на зеркало 3 и, отразившись от него, пересекает АО ячейку без повторной дифракции. Линза 6 фокусирует этот пучок на вход многомодового волоконного световода 5.

Другая часть пучка, генерируемая лазером и непродифрагировавшая при первичном прохождении ячейки, направляется на зеркало 4 и, отразившись от него, претерпевает дифракцию на той же акустической волне в -1-й порядок. Дифрагировавший пучок распространяется коллинеарно с пучком, отраженным от зеркала 3, и также фокусируется на вход световода. Отметим, что эти пучки сдвинуты по частоте на $2f$, где f – частота звуковой волны. На торце световода пучки «перемешиваются». На выходе световода расположен экран 7, позволяющий наблюдать изменения картины спеклов в зависимости от параметров АО взаимодействия.

Для теоретического описания изменения профиля дифрагировавшего пучка воспользуемся формализмом, развитым в ряде работ, в котором АО дифракция рассматривается с точки зрения плоских волн, а профиль волны учитывается введением аппаратной функции. В общем случае амплитуда плоской волны, дифрагировавшей в n -й порядок, в первом приближении определяется выражением [14, 20–22]

$$\frac{dE_n}{d\xi} = -i \frac{\alpha}{2} \exp \left\{ -i \frac{\alpha}{2} Q \xi \left[\frac{\varphi_{\text{inc}}}{\varphi_B} + (2n-1) \right] \right\} E_{n-1} - i \frac{\alpha}{2} \exp \left\{ i \frac{\alpha}{2} Q \xi \left[\frac{\varphi_{\text{inc}}}{\varphi_B} + (2n+1) \right] \right\} E_{n+1}, \quad (1)$$

где E_n – комплексная амплитуда плоской волны n -го порядка, рассеянной в направлении $\varphi_n = \varphi_{\text{inc}} + 2n\varphi_B$; φ_{inc} – угол падения света на фронт звуковой волны; $\varphi_B = \lambda/2A$ – угол Брэгга; λ и A – длины волн света и звука соответственно; $\alpha = CkSL/2$; C – эффективный упруго-оптический коэффициент материала; k – постоянная распространения света в среде; S – амплитуда звукового поля; L – длина АО взаимодействия; $Q = 2\pi L\lambda/A^2$ – параметр Клейна–Кука; $\xi = L/z$ – нормированное расстояние вдоль АО ячейки. Выбрав угол падения $\varphi_{\text{inc}} = -(1+\delta)\varphi_B$, где δ – девиация угла падения относительно угла Брэгга, и ограничившись двумя порядками дифракции (E_0 и E_1), получим из (1) систему уравнений

$$\frac{dE_0}{d\xi} = -i \frac{\alpha}{2} \exp \left(-i \frac{Q\xi\delta}{2} \right) E_1, \quad (2)$$

$$\frac{dE_1}{d\xi} = -i \frac{\alpha}{2} \exp \left(i \frac{Q\xi\delta}{2} \right) E_0,$$

решение которой для дифракции в +1-й порядок есть

$$E_1(\xi) = -E_{\text{inc}} \exp \left(i \frac{Q\xi\delta}{4} \right) i \frac{\alpha}{2} \left\{ \sin \left[\left(\frac{\delta Q}{4} \right)^2 + \left(\frac{\alpha}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \xi \left[\left(\frac{\delta Q}{4} \right)^2 + \left(\frac{\alpha}{2} \right)^2 \right]^{-1/2} \right\}. \quad (3)$$

Вид выражения (3) позволяет ввести передаточную функцию плоской волны, проходящей через брэгговскую ячейку. Эту функцию определим как [22]

$$H_1(\delta) = \frac{E_1(\xi=1)}{E_{\text{inc}}}, \quad (4)$$

и распределение светового поля в +1-м порядке будет иметь вид

$$E_1(r) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{inc}}(\delta) H_1(\delta) \exp(i2\pi\zeta r) d\zeta, \quad (5)$$

где $\zeta \equiv \delta/2A$. Выражение (5) позволяет получить профиль рассеянного света на основании распределения поля падающей волны.

Если входной пучок является гауссовым, угловое распределение которого описывается выражением [14]

$$E_{\text{inc}}(\delta) = E_{\text{inc}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\pi\sigma}{A} \right)^2 \delta^2 \right], \quad (6)$$

где σ – полуширина гауссового пучка, то (5) с учетом (3) переходит в распределение

$$E_1(r) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{inc}} \exp(-2\pi^2\sigma^2\zeta^2) \left\{ \left(-i \frac{\alpha}{2} \right) \exp \left(i \frac{A\xi Q}{2} \right) \times \text{sinc} \left[\left(\frac{A\xi Q}{2} \right)^2 + \left(\frac{\alpha}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \exp(i2\pi\zeta r) d\zeta, \quad (7)$$

где r и ζ можно рассматривать как переменные фурье-преобразования. Численные расчеты выражения (7) показывают, что профили дифрагировавшего пучка имеют достаточно сложную волнообразную структуру, зависящую от параметров как звука (частоты, мощности), так и падающего пучка (полуширины, угла падения и т. д.).

В наших экспериментах использовалась анизотропная дифракция света на звуке, поэтому выражения для $E_1(r)$ оказываются еще более сложными. Отметим, например, что в анизотропной среде профили пучков, дифрагировавших в $+1$ -й и -1 -й порядки, достаточно сильно различаются: гауссово распределение становится несимметричным, на характер распределения поля влияет «снос» оптических и акустических пучков [23] и т. п. Например, при малых угловых апертурах световых пучков их отношение определяется [23] параметром

$$w = \frac{n_i \cos \beta_d |N_{gr} \times q_{gr}|}{n_d \cos \beta_i |N_{grd} \times q_{gr}|}, \quad (8)$$

где n_i, n_d – показатели преломления падающей и дифрагировавшей волн соответственно; β_i, β_d – углы «сноса» этих волн; N_{gr}, N_{grd} и q_{gr} – групповые нормали падающего, дифрагировавшего и акустического пучков соответственно.

Эксперименты показали, что «снос» лучей существенно влияет на расходимость дифрагировавшего света. Так, расходимости пучков, дифрагировавших в $+1$ -й и -1 -й порядки в процессе АО взаимодействия в монокристалле TeO_2 , могут различаться в 2 раза [23]. Кроме того, распределения оптических полей дифрагировавших пучков также различны, даже при одинаковых параметрах акустической волны. Этот фактор усиливает эффективность предложенного нами метода управления спекл-структурой оптического поля.

Эксперимент выполнялся согласно схеме, представленной на рис.1. Источником света служил He – Ne-лазер типа ЛГ-207А, работающий в одномодовом режиме на длине волны $\lambda = 0.633$ мкм. АО модулятор был изготовлен из монокристалла TeO_2 . Оптической гранью служила грань $\{001\}$. Дифракция происходила на поперечной акустической волне, распространявшейся вдоль направления $[110]$ со сдвигом вдоль направления $[1\bar{1}0]$. Акустические колебания генерировались пьезообразователем из $LiNbO_3$, приклеенным к грани $\{110\}$, частота возбуждения была равна ~ 91 МГц (3-я гармоника преобразователя), скорость звуковой волны $v = 6.17 \cdot 10^4$ см/с, длина АО взаимодействия $L = 5$ мм.

В эксперименте использовался многомодовый световод длиной ~ 2 м с диаметром световедущей жилы ~ 50 мкм, фокусное расстояние линзы составляло ~ 25 мм. Вариант АО дифракции достаточно подробно описан в [18, 19] и, как установлено в этих работах, обеспечивает эффективность дифракции $\sim 90\%$. Там же показано, что дифрагировавшие пучки имеют разные поляризации – право- и левоциркулярную, что обусловлено гиротропией монокристалла TeO_2 . Иными словами, падающие на вход световода пучки имеют разные частоты и поляризации, что способствует лучшему разрушению спекл-структуры выходного оптического поля.

На рис.2 приведены фотографии картины спеклов, наблюдаемой на экране, удаленном на расстояние ~ 10 см от выходного торца световода. Рис.2,а соответствует случаю, когда по световоду распространяется только один пучок, дифрагировавший в $+1$ -й порядок (зеркало b на рис.1 перекрыто, работает только зеркало 3). На рис.2,б–г показаны спекл-структуры, образуемые двумя пучками (открыты оба зеркала 3 и b), полученными в результате дифракции на акустической волне с частотами 90.8, 91 и 91.1 МГц соответственно. Эксперимен-

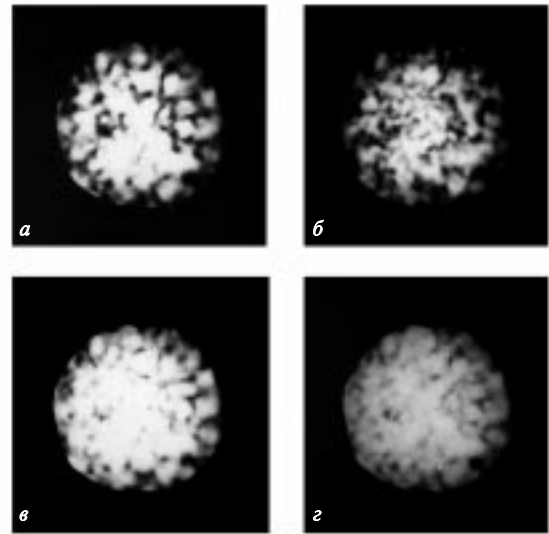


Рис.2. Вид спеклов, полученных при распространении одного пучка (а) и двух пучков, соответствующих акустическим частотам 90.8 (б), 91 (в) и 91.1 МГц (г).

тально установлено, что изменение мощности звука практически не влияет на контрастность спекл-структуры, а только меняет ее яркость.

Из сопоставления рис.2,а и б–г нетрудно видеть, что размеры пятен (областей когерентности [2]) и контрастность спекл-структуры центральной части рис.2,а гораздо больше размеров и контрастности пятен в центре рис.2,б–г. Наименьшая контрастность спекл-структуры получена на рис.2,в, когда пучки сформированы в результате АО дифракции на звуке с частотой 91 МГц, совпадающей с центральной частотой пьезообразователя. В этом случае, как мы полагаем, достаточно хорошо выполняются два условия: интенсивности обоих пучков одинаковы и обеспечены одинаковые условия ввода пучков в световод. При изменении частоты звука меняется угол дифракции, что приводит к нарушению одного из вышеупомянутых условий (на рис.2,б, г контрастность центральной части спекл-структуры выражена сильнее, чем на рис.2,в). Что касается периферийных областей спекл-структуры, соответствующих возбуждению высших мод световода, то, как можно видеть, на рис.2,а–г они практически повторяются.

Дополнительные исследования показали, что ввиду малой длины световода (~ 2 м) высшие моды успевают возбуждаться только пучком, дифрагировавшим в $+1$ -й порядок. Если перекрыть этот пучок и позволить распространяться только пучку, дифрагировавшему в -1 -й порядок, то высшие моды практически не возбуждаются. Юстировкой входного торца световода может быть достигнута обратная картина: высшие моды возбуждаются только пучком, дифрагировавшим в -1 -й порядок, пучок, дифрагировавший $+1$ -й порядок, возбудить высшие моды не успевает. Обеспечить же одинаковые условия возбуждения как низших, так и высших мод световода обоими пучками не удалось ввиду того, что пучки имеют действительно разные характеристики на входе световода. Режим, показанный на рис.2,г, наилучшим образом обеспечивает возбуждение двумя пучками как высших, так и низших мод (спекл-структура наименее контрастна по всему полю). Однако это достигнуто путем ухудшения характеристик в центре спекл-структуры.

Проблему получения наименьшей контрастности по всему полю можно решить, используя более длинные отрезки световодов (по нашим оценкам, длиной 100–200 м). Дальнейшие исследования особенностей разрушения спекл-структуры, сформированной на выходе длинных световодов, мы предполагаем провести в последующих работах.

Таким образом, для уменьшения контрастности спекл-структуры светового пучка, распространяющегося по многомодовому световоду, можно использовать брэгговскую дифракцию, обеспечивающую формирование излучений в двух дифракционных порядках (+1-м и –1-м) с разными поляризациями, распространяющихся коллинеарно друг другу. Анизотропная дифракция, положенная в основу предлагаемого варианта, позволяет усилить изменение структуры поля и обеспечить достаточно эффективное уменьшение контрастности спеклов. Полученные результаты могут найти широкое применение для улучшения характеристик передаваемой оптической информации.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 01-01-00545).

1. Goodman J.W. *Statistical optics* (N.Y., Wiley, 1985).
2. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *Физическая оптика* (М., Изд-во Моск.ун-та, 1998).
3. Dainty J.C. (Ed.). *Laser speckle and related phenomena* (Berlin, Heidelberg, N.Y., Springer-Verlag, 1975).
4. Ohtsuka Y., Imai Y. *J.Opt.Soc.Amer.*, **69**, 684 (1979).
5. Jonathan J.M., May M. *Appl.Optics*, **19**, 624 (1980).
6. Takai N., Asakura T., Ambar H., Aoki Y., Eiju T. *J.Opt.Soc.Amer.A*, **3**, 1305 (1986).
7. Efron U. (Ed.). *Spatial light modulator technology* (N.Y., Marcel Dekker, 1995).
8. Tarn C.W. *J.Opt.Soc.Amer.A*, **16**, 1395 (1999).
9. Tarn C.W. *J.Opt.Soc.Amer.A*, **14**, 2231 (1997).
10. Ohtsuka Y. *J.Opt.Soc.Amer.A*, **3**, 1247 (1986).
11. Ohtsuka Y., Arima Y., Imai Y. *Appl.Optics*, **24**, 2813 (1985).
12. Imai Y., Imai M., Ohtsuka Y. *Appl.Optics*, **19**, 3541 (1980).
13. Imai Y., Ohtsuka Y. *Appl.Optics*, **19**, 542 (1980).
14. McNeill M.D., Poon T.C. *Appl.Optics*, **33**, 4508 (1994).
15. Михайлов В.Н., Мусин В.М. *Радиотехника и электроника*, **4**, 696 (1987).
16. Шарангович С.Н. *ЖТФ*, **61**, № 1, 104 (1991).
17. Антонов С.Н., Проклов В.В. *ЖТФ*, **53**, № 2, 306 (1983).
18. Котов В.М., Шкердин Г.Н. *Письма в ЖТФ*, **20**, № 6, 35 (1994).
19. Котов В.М. *Квантовая электроника*, **21**, 937 (1994).
20. Korpel A. *Acousto-optics* (N.Y., Marcel Dekker, 1988).
21. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М., Радио и связь, 1985).
22. Chatterjee M.R., Poon T.-C., Sitter D.N. *Acustica*, **71**, 81 (1990).
23. Задорин А.С., Шарангович С.Н. *Оптика и спектроскопия*, **63**, 1085 (1987).