

01;07;08

Высокоэффективная многолучевая брэгговская акустооптическая дифракция при фазовой оптимизации поличастотной акустической волны

© С.Н. Антонов,¹ Ю.Г. Резвов²

¹ Институт радиотехники и электроники РАН,
141190 Фрязино, Московская область, Россия
e-mail: olga-ant@yandex.ru

² Новомосковский институт Российского химико-технологического университета им. Д.И. Менделеева,
301665 Новомосковск, Тульская область, Россия
e-mail: rezvov@newmsk.tula.net

(Поступило в Редакцию 23 ноября 2006 г.)

Изучается формирование высокоэффективного многолучевого дифракционного поля при акустооптической дифракции на периодически модулированной акустической волне, а также на акустическом сигнале, образованном эквидистантным набором независимо генерируемых частотных компонент. Проанализированы условия, приводящие к минимальным потерям световой энергии в неосновные дифракционные порядки. Разработана методика формирования высокоэффективного многолучевого дифракционного поля, основанная на оптимизации фаз и амплитуд независимых компонент сигнала. Реализована методика акустооптических измерений в условиях высокой мощности лазерного излучения, экспериментально подтверждены основные положения теории. Реализовано расщепление излучения мощного волоконного лазерного луча на семь равноинтенсивных каналов с их суммарной эффективностью около 80%.

PACS: 43.35.Sx

Введение

Брэгговская акустооптическая (АО) дифракция характеризуется тем, что при монохроматическом акустическом сигнале световой луч отклоняется в единственный дифракционный порядок с высокой (в пределе до 100%) эффективностью. Режим Рамана-Ната характеризуется многими дифракционными лучами, отклоненными по противоположным сторонам относительно нулевого порядка со значительным неравенством в интенсивностях лучей.

Ряд технических задач требует управляемого формирования лазерного луча в виде нескольких, распространяющихся под близкими углами, лучей равной интенсивности без существенных потерь оптической мощности в иные дифракционные порядки. В частности, это мультипликация каналов связи, деление мощного лазерного луча в системах обработки материалов.

Тривиальный подход заключается в том, чтобы при брэгговской АО-дифракции акустический сигнал являлся суммой монохроматических волн разных частот. Например, для формирования равноотстоящей многолучевой картины необходим эквидистантный по частоте набор компонент. При небольшой эффективности дифракции дифракционное поле действительно будет адекватно отражать набор спектральных компонент в акустическом сигнале, т.е. состоять из нескольких независимых лучей. Однако при большой эффективности дифракции в силу принципиальной нелинейности АО-взаимодействия в дифракционном поле будут присутствовать лучи, соответствующие не только частотам акустического сиг-

нала, но и комбинационным частотам [1]. Например, при дифракции на звуке, образованном двумя волнами близких частот и одинаковой амплитуды, в каждый из двух основных порядков можно отклонить не более 34% энергии падающего излучения, что далеко от предельного значения 50% [2]. В случае эквидистантного спектра возникает „конкуренция“ мод, приводящая к невзаимным эффектам и другим особенностям [3].

Влияние интермодуляционных эффектов на формирование многолучевой картины иллюстрирует рис. 1. Здесь падающий на акустооптическую ячейку (АОЯ) луч I под действием звуковой волны, образованной сигналом F , формирует многолучевую картину. Лучевое поле брэгговского порядка кроме набора основных (рабочих) дифракционных лучей (I_d) содержит „паразитные“ лучи,

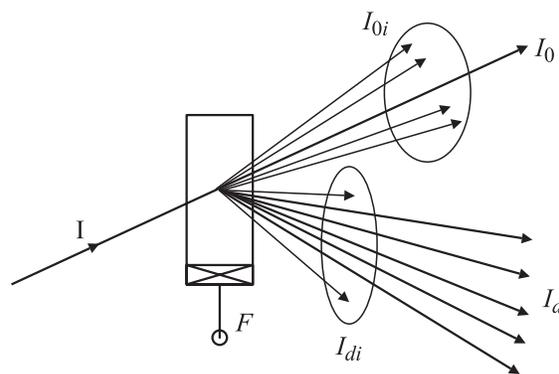


Рис. 1. Схема формирования многолучевого дифракционного поля и возникновения интермодуляционных порядков.

обусловленные интермодуляционными эффектами (I_{di}). По той же причине в поле проходящего порядка кроме луча исходного направления (I_0) присутствуют лучи I_{0i} . Сумма „паразитных“ лучей I_{0i} и I_{di} снижает эффективность дифракции в основные лучи, а лучи I_{di} при этом также уменьшают контраст в рабочем дифракционном поле.

В работе [4] впервые сообщалось о возможности, а в [5] теоретически и экспериментально было изучено формирование высокоэффективного дифракционного поля (с суммарной эффективностью, близкой к 100%), состоящего из нескольких самостоятельных близко расположенных по углу лучей равной интенсивности. Это имеет место, когда звуковая волна периодически модулирована по фазе так, что пространственный период модуляции звука в несколько раз меньше поперечного размера светового пучка. При этом спектр акустического сигнала представляет собой набор монохроматических компонент, частоты которых эквидистантны, а амплитуды и фазы определяются формой и глубиной модуляции. Таким образом, единственный брэгговский дифракционный порядок расщепляется на несколько лучей, соотношение интенсивности которых является „отражением“, повторяет спектр мощности акустического сигнала. При этом частным, но практически интересным случаем является равенство интенсивностей расщепленных лучей. Условие фазовой модуляции накладывает связи на амплитуды и фазы компонент, поэтому при таком подходе невозможно реализовать произвольное соотношение между интенсивностью лучей брэгговского порядка. Кроме того, параметры фазовой модуляции радиосигнала имеют принципиальные технические ограничения при практической реализации, что сужает возможности и предельные характеристики метода в целом.

Таким образом, остается актуальным поиск акустического сигнала, позволяющего формировать требуемое многолучевое дифракционное поле при наименьших потерях света в „паразитные“ лучи. Общая цель данной работы заключается в поиске оптимальных в указанном смысле акустических сигналов. В частности, сигналов, позволяющих расщепить лазерное излучение на несколько близких по интенсивности лучей с максимально возможной суммарной эффективностью.

1. Теория

1.1. Многолучевой брэгговский порядок при дифракции на периодически модулированной акустической волне

В данном разделе в рамках рассматриваемой модели сформулированы общие свойства брэгговской дифракции на периодически модулированной акустической волне. Особое внимание уделяется особенностям в случае фазовой модуляции акустического сигнала, что обусловлено их значением для решения поставленных задач.

Пусть на пьезопреобразователь АОЯ, расположенный при $x = 0$, подается квазигармонический сигнал и колебания частиц среды на плоскости преобразователя происходят по закону

$$s(t) = A \operatorname{Re} \{ a(t) \exp(-j\omega_B t) \},$$

где A — амплитуда колебаний, $a(t)$ — комплексная функция модуляции, такая что $|a| \leq 1$, ω_B — циклическая частота звука, соответствующая условию синхронизма в условиях брэгговского режима дифракции. Обычно дисперсия скорости звука в среде незначительна, поэтому колебания частиц в возбуждаемой акустической волне (распространяющейся вдоль оси X) происходят по закону

$$s(x, t) = A \operatorname{Re} \{ a(\tau) \exp(-j\omega_B \tau) \},$$

где $\tau = t - x/v_s$, v_s — скорость звука.

Пусть на АОЯ под углом брэгговского синхронизма в плоскости дифракции XZ падает монохроматический световой пучок, комплексная амплитуда которого $E_i(x, y, z)$. В результате АО-взаимодействия световое поле можно представить в виде суммы проходящего и дифрагированного световых пучков, распределение амплитуды которых обозначим $E_i(x, y, z, t)$ и $E_d(x, y, z, t)$ соответственно. Удобно ввести функции $C_{i,d}(x, y, z, t)$ такие, что $E_{i,d}(x, y, z, t) = C_{i,d}(x, y, z, t)E_i(x, y, z = 0)$.

Предположим, что спектр функции $a(t)$ и пространственный спектр амплитуды падающего света имеют такую малую ширину, что для плоских волн, составляющих основную часть световых пучков, выполняется условие синхронизма. В геометрии, близкой к ортогональной, это условие можно записать в виде

$$\frac{l}{d} \Delta\theta + \frac{l\Delta f}{v_s} \theta_d \ll 1,$$

где l — длина области взаимодействия, d — поперечный размер падающего пучка света, $\Delta\theta$ — угол между падающим и дифрагированным пучками, θ_d — угол дифракции, Δf — характерная ширина частотного спектра модулирующей функции. В таком случае применение метода связанных волн в пределах возмущенного звуком слоя среды $0 \leq z \leq l$ приводит к системе

$$l \frac{dC_d(x, y, z, t)}{dz} = V(\tau)C_i(x, y, z, t),$$

$$l \frac{dC_i(x, y, z, t)}{dz} = -V^*(\tau)C_d(x, y, z, t),$$

где $V(\tau) = (v/2)a(\tau)$, v — индекс фазовой модуляции, рассчитанный для несущей волны в тех точках, где $|a(\tau)| = 1$, $V^*(\tau)$ — комплексно-сопряженное выражение.

На выходе из АОЯ (при $z = l$) решение системы дает

$$\begin{aligned} C_d(x, y, l, t) &= V(\tau) \sin(|V(\tau)|)/|V(\tau)| \\ &= V(\tau) - V(\tau)|V(\tau)|^2/6 + V(\tau)|V(\tau)|^4/120 + \dots, \\ C_t(x, y, l, t) &= \cos(|V(\tau)|) \\ &= 1 - |V(\tau)|^2/2 + |V(\tau)|^4/24 + \dots \quad (1) \end{aligned}$$

Представление в виде рядов (его можно получить методом последовательных приближений в любых задачах АО) отражает процессы многократного рассеяния света на звуке. Например, в выходном поле линейное по звуковому возмущению слагаемое $\sim V(\tau)$ описывает однократное рассеяние из падающего света в дифрагированный, что можно условно записать в виде перехода $t \rightarrow d$. Следующее слагаемое $\sim V(\tau)|V(\tau)|^2$ учитывает трехкратные переходы фотонов по схеме $t \rightarrow d \rightarrow t \rightarrow d$ и т.д.

При $|a(t)| = 1$ соотношения упрощаются:

$$\begin{aligned} C_d(x, y, l, t) &= a(\tau) \sin(v/2), \\ C_t(x, y, l, t) &= \cos(v/2). \quad (2) \end{aligned}$$

Распределение интенсивности света в выходной плоскости

$$\begin{aligned} I_d(x, y, t) &= \sin^2(|V(\tau)|)I_i(x, y), \\ I_t(x, y, t) &= \cos^2(|V(\tau)|)I_i(x, y), \end{aligned}$$

где $I_i(x, y)$ — распределение интенсивности падающего пучка на входной плоскости. В случае (2) имеем

$$\begin{aligned} I_d(x, y, t) &= \sin^2(v/2)I_i(x, y), \\ I_t(x, y, t) &= \cos^2(v/2)I_i(x, y). \end{aligned}$$

Как видно из этих выражений, в случае $|a(t)| = 1$ возможна предельная эффективность дифракции 100%, что достигается при $v = \pi$. Если $|a(t)|$ изменяется со временем, то не может быть $\sin^2(|V(\tau)|) = 1$ во всех точках светового пятна, поэтому независимо от индекса фазовой модуляции невозможно отклонить весь поток света в дифрагированный луч.

Введем в рассмотрение пространственные спектры падающего света (при $z = 0$), проходящего и дифрагированного света (при $z = l$):

$$E_i(k_x, k_y) \sim \int E_i(x, y, 0) \exp(-jk_x x - jk_y y) dx dy,$$

$$E_{t,d}(k_x, k_y, t) \sim \int E_{t,d}(x, y, l, t) \exp(-jk_x x - jk_y y) dx dy,$$

где интегрирование идет по области светового пятна. Из (1) можно получить связь между спектрами в виде

$$E_d(k_x, k_y, t) \sim \int U_d(\omega) \exp(-j\omega t) E_i(k_x - \omega/v_s, k_y) d\omega, \quad (3)$$

причем функция

$$U_d(\omega) \sim \int (V(t)/|V(t)|) \sin(|V(t)|) \exp(j\omega t) dt.$$

Легко показать, что при $|a(t)| = 1$

$$\begin{aligned} E_d(k_x, k_y, t) &\sim \sin(v/2) \\ &\times \int a(\omega) \exp(-j\omega t) E_i(k_x - \omega/v_s, k_y) d\omega, \quad (4) \end{aligned}$$

где $a(\omega) \sim \int a(t) \exp(j\omega t) dt$ — спектр модулирующей функции.

Рассмотрим случай, когда $a(t)$ периодична с периодом T . Тогда

$$a(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \exp(-jn\Omega t),$$

где $\Omega = 2\pi/T$, $a_n = (1/T) \int_0^T a(t) \exp(jn\Omega t) dt$ — комплексные амплитуды спектральных компонент. Можно записать

$$V(t) \sin(|V(t)|)/|V(t)| = \sum_{n=-\infty}^{\infty} U_n \exp(-jn\Omega t),$$

амплитуды U_n можно вычислить, используя разложение в ряд (1):

$$U_n = (v/2)a_n - (1/6)(v/2)^3 \sum_s a_s a_{s-n}^* + \dots$$

Пусть в пределах светового пятна укладывается несколько пространственных периодов модуляции $d_s = v_s T$ акустической волны. Тогда из (3), (4) следует, что брэгговский порядок будет „расщеплен“ на эквидистантный ряд не перекрывающихся лучей. Угловое распределение интенсивности в каждом пучке стационарно и повторяет распределение интенсивности $I_i(k_x, k_y)$ в падающем пучке света

$$I_d(k_x, k_y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} |U_n|^2 I_i(k_x - n\Omega/v_s, k_y). \quad (5)$$

Так как коэффициенты U_n зависят от v , то в общем случае при изменении мощности звука соотношение между интенсивностью порядков будет изменяться. Суммарная эффективность дифракции может быть рассчитана по формуле (применяем теорему Парсеваля)

$$\eta = \sum_{n=-\infty}^{\infty} |U_n|^2 = \frac{1}{T} \int_0^T \sin^2(|V(t)|) dt.$$

Ясно, что проходящий порядок также будет разбит на отдельные лучи, распределение мощности которых можно описать аналогичным (5) выражением. Но под U_n

следует понимать дискретный спектр периодического выражения $\cos(|V(t)|)$.

При дополнительном условии $|a(t)| = 1$ имеем

$$I_a(k_x, k_y) = \sin^2(v/2) \sum_{n=-\infty}^{\infty} |a_n|^2 I_i(k_x - n\Omega/v_s, k_y). \quad (6)$$

В этом случае распределение мощности дифрагированного света по лучам точно отражает спектр мощности модулирующей функции. При изменении амплитуды звука взаимное соотношение между мощностью лучей не меняется в отличие от (5).

Наиболее общий случай реализации условия $|a(t)| = 1$ — это дифракция на акустической волне, возбуждаемой сигналом с фазовой модуляцией. При этом

$$a(t) = \exp(jF(t)) = \exp\left(-j \int_0^t f(t) dt\right),$$

где $f(t)$ и $F(t)$ — вещественные функции. В частности, $f(t)$ можно трактовать как отклонение мгновенной частоты от значения ω_B , т. е. $f(t) = \Delta\omega(t)$. В простейшем случае гармонической частотной модуляции с девиацией частоты $\Delta\omega_m$ имеем

$$a(t) = \exp\left(j \int_0^t \Delta\omega_m \cos(\Omega t) dt\right) = \exp(jM \sin(\Omega t)),$$

$$M = \Delta\omega_m / \Omega.$$

Спектр модулирующей функции в этом случае выражается через функции Бесселя

$$a(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n J_n(M) \exp(-jn\Omega t), \quad (7)$$

поэтому $a_k = (-1)^k J_k(M)$.

Из (2), (4), (6) следует, что в случае брэгговской дифракции на акустической волне, модулированной по фазе, характерны следующие особенности (в рамках сформулированной модели).

1) При $v = \pi$, независимо от конкретной формы модуляции, эффективность дифракции достигает 100%, и весь падающий световой поток отклоняется в дифрагированный свет.

2) Форма пространственного спектра дифрагированного света не зависит от мощности звука, а зависит только от формы модуляции и пространственного спектрального состава падающего света. Пространственный спектр дифрагированного света отражает спектр акустического сигнала (с точностью порядка ширины пространственного спектра падающего света).

3) Если размер светового пятна в несколько раз превышает пространственный период модуляции акустической волны, то брэгговский порядок имеет угловую

структуру, содержащую несколько самостоятельных равноотстоящих лучей. Мощности лучей точно отражают мощность спектральных компонент акустического сигнала, а циклические частоты лучей сдвинуты последовательно на величину $\Omega = 2\pi/T$. Угловое распределение интенсивности в этих лучах и в падающем свете идентично по параметрам.

1.2. Фазовая оптимизация акустического сигнала с эквидистантным спектром

Рассмотрим практически интересную ситуацию, когда акустическая волна формируется не периодической фазовой модуляцией управляющего радиосигнала, а совокупностью независимо возбуждаемых эквидистантных по частоте сигналов. Пример реализации — подключение к преобразователю АОЯ нескольких независимых, но детерминированных по фазе генераторов. Потенциально это дает больший контроль над процессом дифракции, но уменьшается предельно достижимая эффективность дифракции и возрастают искажения пространственного спектра дифрагированного света (относительно частотного спектра сигнала). Можно предположить, что эти негативные эффекты тем меньше, чем ближе сформированный сигнал к некоторому, периодически модулированному по фазе.

В данном разделе вводится простая мера отличия сигнала эквидистантного спектра (с произвольными амплитудами и фазами компонент) от „идеального“ случая периодической фазовой модуляции. Анализ такой меры позволяет сравнивать разные сигналы в указанном смысле. В случае заданного сочетания амплитуд компонент такой подход позволяет установить оптимальные фазы компонент.

Пусть акустическая волна содержит ряд эквидистантных спектральных компонент, частота которых $\omega_n = \omega_B + n\Omega$, амплитуда g_n , фаза φ_n ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). В этом случае

$$a(t) \sim \sum_n g_n \exp(j\varphi_n - jn\Omega t),$$

$$V(t) = \sum_n V_n \exp(-jn\Omega t), \quad V_n = \frac{v_n}{2} \exp(j\varphi_n), \quad (8)$$

где v_n — индекс фазовой модуляции при распространении в среде акустической волны с частотой $\omega_B + n\Omega$ и амплитудой g_n . Сигнал (8) периодичен, причем $T = 2\pi/\Omega$.

Введем меру количественного отклонения сигнала (8) от условия оптимальности $|V(t)| = \text{const}$. Пусть $Y_V = (1/T) \int_0^T |V(t)|^2 dt$ — среднее значение функции $|V(t)|^2$ за время прохождения звука через световое пятно (или за период модулирующей функции T). Выра-

жение

$$D = \frac{1}{T} \int_0^T (|V(t)|^2 / Y_V - 1)^2 dt$$

дает нормированное среднеквадратичное отклонение функции $|V(t)|^2$ от константы, поэтому может быть рассмотрена как искомая мера. Вычисляя D , можно сравнивать различные сигналы (в смысле предельно достижимой эффективности дифракции), не рассчитывая результат дифракции.

Применение изложенной методики к сигналу (8) после математических преобразований дает

$$D = \frac{2D_1}{D_2^2}, \quad D_1 = 4 \sum_{k>0} |G_k|^2,$$

$$D_2 = 4 \sum_k |V_k|^2 = \sum_k v_k^2, \quad G_k = \sum_n V_n V_{n-k}^* \quad (9)$$

Отметим, что $D_{1,2}$ в (8) квадратичны по v_k , поэтому параметр D зависит не от самих значений v_k (при заданных фазах), а от их взаимного соотношения. Если амплитуды составляющих сигнала (8) фиксированы, то для минимальности параметра D фазы должны удовлетворять необходимому условию

$$\frac{\partial D}{\partial \varphi_i} = 0. \quad (10)$$

Для сигнала (8) это приводит к соотношениям

$$\sum_{k>0} (G_k^* (V_s V_{s-k}^* - V_{k+s} V_s^*) - G_k (V_s^* V_{s-k} - V_{k+s}^* V_s)) = 0.$$

Можно отметить, что последнее соотношение автоматически выполняется, если V_k вещественные. Поэтому, когда фазы всех компонент принимают значения либо 0, либо π , возможны случаи наименьших и наибольших интермодуляционных искажений. Значит, при таких фазах результат дифракции должен слабо зависеть от возможных вариаций фаз, иначе говоря, он будет устойчив к колебаниям фаз сигналов. Именно такие фазы имеют компоненты сигнала (7).

Рассмотрим несколько примеров. Примем, что $\varphi_0 = 0$, т.е. все остальные фазы отсчитываются от фазы центральной компоненты. Пусть сигнал содержит две спектральных компоненты (двухчастотный сигнал), например $V_0 = v_0/2$ и $V_1 = (v_1/2) \exp(j\varphi_1)$. Расчет дает выражение $D_1 = v_0^2 v_1^2$, которое не зависит от φ_1 . Если $q = v_1/v_0$ — относительная амплитуда одной компоненты относительно другой, то $D = 2q^2/(1+q^2)^2$. Результат $D(q) = D(1/q)$ подтверждает, что указанная мера зависит только от взаимного соотношения между амплитудами и обращается в нуль при стремлении к одночастотному случаю, когда параметр q очень мал (или велик). Наибольшее значение $D_{\max} = 1/2$ достигается, когда $q = 1$, т.е. при равенстве амплитуд.

Для трехчастотного сигнала с ненулевыми компонентами $k = -1, 0, 1$ имеем

$$D_1 = v_0^2 v_{-1}^2 + v_1^2 v_{-1}^2 + v_0^2 v_1^2 + 2v_0^2 v_1 v_{-1} \cos F_1,$$

$$F_1 = \varphi_1 + \varphi_{-1}.$$

Параметр D зависит, так же как амплитуды компонент, только от единственной комбинации их фаз. Независимо от амплитуд минимум достигается при $\cos F_1 = -1$, т.е. при $\varphi_1 + \varphi_{-1} = \pi$ и составляет

$$D_{\min} = (v_1^2 v_{-1}^2 + v_0^2 (v_1 - v_{-1})^2) / (v_{-1}^2 + v_0^2 + v_1^2)^2.$$

Максимум — при $\cos F_1 = 1$ соответственно

$$D_{\max} = (v_1^2 v_{-1}^2 + v_0^2 (v_1 + v_{-1})^2) / (v_{-1}^2 + v_0^2 + v_1^2)^2.$$

Таким образом, искажения минимальны, если начальные фазы боковых компонент дополняют друг друга до π . В случае равенства всех амплитуд $D = (6 + 4 \cos F_1)/9$, $D_{\min} = 2/9$, $D_{\max} = 10/9$.

В случае четырехчастотного звукового сигнала (ненулевые компоненты с номерами $k = -1, 0, 1, 2$) имеем

$$D_1 = v_0^2 v_2^2 + v_0^2 v_1^2 + v_{-1}^2 v_0^2 + v_{-1}^2 v_2^2 + v_{-1}^2 v_1^2 + v_1^2 v_2^2$$

$$+ 2v_0^2 v_{-1} v_1 \cos F_1 + 2v_0 v_1^2 v_2 \cos F_2$$

$$+ 4v_{-1} v_0 v_1 v_2 \cos(F_1 - F_2),$$

$$F_1 = \varphi_1 + \varphi_{-1}, \quad F_2 = 2\varphi_1 - \varphi_2.$$

Достаточно двух независимых комбинаций фаз для записи результата. Анализ показывает, что максимум параметра D достигается при $F_1 = F_2 = 0$. Минимальное значение зависит от соотношения между амплитудами компонент, если они равны, то

$$D = (3 + \cos F_1 + \cos F_2 + 2 \cos(F_1 - F_2))/4,$$

$$D_{\max} = 7/4, \quad D_{\min} = 3/16,$$

причем минимум достигается при $\cos F_1 = -1/4$, $F_2 = -F_1$.

В пятичастотном случае (ненулевые компоненты с номерами $k = 0, \pm 1, \pm 2$) параметр D зависит от трех комбинаций фаз: $F_1 = \varphi_{-1} + \varphi_1$, $F_2 = 2\varphi_1 - \varphi_2$, $F_3 = 2\varphi_1 + \varphi_{-2}$. Аналогичным образом анализируются случаи с другим количеством компонент.

Из приведенных соотношений можно сделать следующие выводы.

1) При дифракции на акустическом сигнале с эквидистантным спектром наибольшая эффективность дифракции и наименьший уровень нелинейных искажений достигаются при наложении простых связей на фазы компонент. При соблюдении этих связей, число которых на 2 меньше числа компонент, акустический сигнал в среднеквадратичном смысле наиболее близок к фазо-модулированному.

2) Если фазы компонент акустического сигнала с эквидистантным спектром принимают значение 0 либо π , то результат дифракции слабо зависит от вариации фаз вблизи этих значений.

1.3. Формирование многолучевой диаграммы направленности

Рассмотрим применение оптимизации акустического сигнала эквидистантного спектра для формирования высокоэффективного многолучевого брэгговского порядка.

Пусть стоит задача разделить в заданном соотношении брэгговский порядок на несколько лучей при максимально возможном суммарном потоке энергии в эти лучи. Обозначим I_n — интенсивности лучей в необходимой диаграмме направленности ($\sum_n I_n < 1$). Можно предложить следующий алгоритм формирования оптимального сигнала (рассмотрим для определенности случай, когда число компонент точно равно необходимому числу лучей).

1. Считаем, что параметр D для нашего сигнала будет мал, поэтому выбираем соотношения между амплитудами компонент такие, что $(v_k/v_n)^2 = I_k/I_n$.

2. Определяем оптимальные фазы компонент исходя из анализа параметра D для выбранного соотношения между амплитудами.

3. Фиксируем фазы и соотношения между амплитудами. Синхронно изменяем амплитуды, чтобы модуль $V(t)$ в сигнале (8) достиг $\pi/2$. Полученные значения амплитуд и фаз есть первое грубое приближение.

4. Варьируя амплитуды и фазы компонент около полученных значений и рассчитывая интенсивности лучей с помощью (1), (5), добиваемся наилучшего согласия с заданной диаграммой направленности.

В качестве примера рассмотрим формирование четырехлучевой симметричной картины с равными интенсивностями. Положим в первом приближении $I_0 = I_{\pm 1} = I_2 = 0.25$, тогда амплитуды всех компонент равны и легко найти, что минимум достигается при $F_1 = -F_2 = -1.823$.

Выбрав $\varphi_{-1} = F_1$, $\varphi_0 = \varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = -F_2 = F_1$, построим сигнал (8) с учетом равенства амплитуд. Найдем, что максимум функции $|V(t)|$ совпадает с $\pi/2$, если $|V_k| = 0.632$, что соответствует индексу фазовой модуляции при дифракции на каждом из сигналов в отдельности $v_k \cong 1.26$. Это и есть первое приближение. Численное моделирование около найденных значений показывает, что наилучший результат достигается при $v_{-1} = v_2 = 1.44 \pm 0.02$, $v_0 = v_1 = 1.36 \pm 0.02$ и фазах, установленных при исследовании параметра D . В данных условиях эффективность дифракции в каждый из 4 основных лучей составляет 21.0–21.2%. Таким образом можно разделить на 4 равные части 84–85% потока энергии падающего света.

Приведем также в качестве примера параметры сигнала, расщепляющего падающее излучение на 7 равных частей. Индексы фазовой модуляции: $v_{-3} = v_3 \cong 0.94$, $v_{-2} = v_2 \cong 1.09$, $v_{-1} = v_1 \cong 0.99$, $v_0 \cong 0.83$. Фазы (выбран один конкретный набор): $\varphi_{-3} = \varphi_{-1} = \pi/2$, $\varphi_{-2} = -\pi/4$, $\varphi_0 = \varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = 3\pi/4$, $\varphi_3 = \pi$. Моделирование показывает, что при указанных пара-

метрах эффективность дифракции в каждый из 7 рабочих лучей составляет около 11.9%, что суммарно дает 83% падающего потока энергии.

Потери мощности (в данных примерах 15 и 17% соответственно) разделяются на две части. Одна часть обусловлена образованием многолучевой структуры в проходящем свете, суммарную эффективность которого нельзя довести до нуля. Эту часть потерь можно рассчитать из соотношения

$$\eta_i = \frac{1}{T} \int_0^T \cos^2(|V(t)|) dt.$$

Другая часть обусловлена возникновением в брэгговском порядке ложных боковых лучей, снижающих контраст „рабочего“ дифракционного поля. При оптимизации сигнала по рассмотренной методике эффекты вторичного рассеяния света приводят к значительному взаимному гашению „паразитных“ лучей брэгговского порядка, что приводит к высокому контрасту. Например, в рассмотренных примерах интенсивность любого из этих лучей не превосходит 0.5%.

Результаты моделирования по делению дифрагированного света в равном соотношении и с наибольшей эффективностью отражены на рис. 2. Интересно, что представленная зависимость немонотонна, и существует локальный минимум при попытке деления на 5, 6 или 7 частей. Хотя даже в „наихудшем“ случае деления на 6 частей суммарная эффективность дифракции в рабочие лучи составляет около 75%.

Отметим одну особенность. Использование только 3 независимых компонент позволяет разделить около 80% энергии на 3 равные части. Здесь нет противоречия с работами [4,5], где аналогичный результат достигал 90%. При использовании частотной модуляции в спектре сигнала являлись существенными 5–7 компонент. Если задать 5 компонент (3 основные и 2 слабые

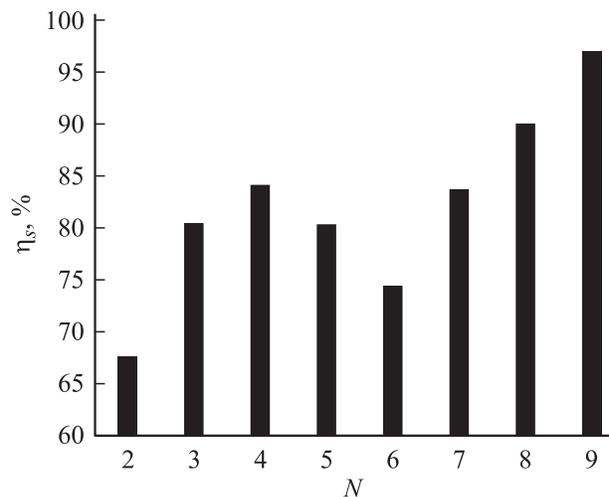


Рис. 2. Суммарная эффективность дифракции во все рабочие лучи как функция необходимого количества лучей.

боковые), синтезировать оптимальный сигнал, то совокупная эффективность в полезные лучи увеличивается до 87%. При использовании 7 компонент (из них 4 слабых боковых) результат увеличивается до 90%.

Нетрудно модифицировать рассмотренную методику для случая, когда число частотных компонент превышает необходимое число лучей в диаграмме направленности. Это позволит дополнительно уменьшить потери энергии и увеличить контраст картины. Как видно из результатов моделирования, это особенно актуально при формировании малолучевой картины. Аналогичный по сути подход позволил с помощью четырехчастотного сигнала сформировать симметричную двулучевую диаграмму направленности, причем наибольшая совокупная эффективность дифракции в полезные лучи увеличилась с 68 до 79% [6].

Таким образом, по результатам моделирования можно сформулировать следующие положения.

1) Предложена методика синтеза акустического сигнала с эквидистантным спектром, реализующего эффективное расщепление брэгговского порядка. Основой методики является оптимизация фаз компонент сигнала.

2) При делении брэгговского порядка на равные по интенсивности части зависимость максимальной суммарной эффективности дифракции в рабочие лучи от их количества немонотонна. Локальный минимум зависимости соответствует делению на 6 лучей. При делении на 4, 7 и более частей эффективность составляет более 83%, при делении на 5–6 частей — 75–80%.

3) Если число компонент акустического сигнала превышает необходимое число лучей, то эффективность дифракции можно дополнительно увеличить, что существенно при малом количестве лучей.

2. Эксперимент

Целью экспериментальной части работы явилось подтверждение основных положений теории в практической ситуации — использовании промышленного мощного (25 W) волоконного одномодового поляризованного лазера с длиной волны $1.07 \mu\text{m}$. Столь мощный компактный лазерный источник перспективен при создании многоканальных оптических связанных систем, устройств обработки материалов. Для работы с этим лазером были созданы специальная методика и установка, позволяющая проводить измерения распределения дифракционного поля АОЯ в условиях значительных интенсивностей света (рис. 3). Здесь свет из выходного коллиматора волоконного лазера 1 (с апертурой 0.6 mm) поступал на АОЯ 2 (параметры которой будут приведены ниже). Основное дифракционное поле направлялось на линзу 3, в фокальной плоскости которой и измерялось распределение интенсивности лучей (каждый луч фокусировался в пятно диаметром $25 \mu\text{m}$). В зоне каустики лучей, перпендикулярно их направлению, располагался прозрачный, оптически просветленный круглый диск 5, при-

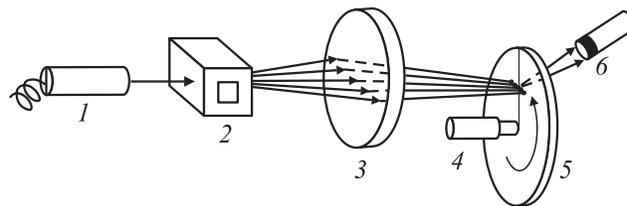


Рис. 3. Схема экспериментальной установки.

водимый во вращение микроэлектродвигателем 4. По радиусу диска наносилась матовая риска (шириной $10 \mu\text{m}$), которая при пересечении луча рассеивала свет. Фотоприемник 6 располагался в стороне от направления дифракционных лучей и регистрировал только рассеянный свет. Последовательное во времени пересечение матовой риски диска всех лучей дифракционного поля обеспечивало временную развертку сигнала и позволяло проводить относительные измерения интенсивностей дифракционных лучей в различных режимах АО-взаимодействия. Таким образом, установка позволяла использовать чувствительный, с большим динамическим диапазоном, быстродействующий кремневый фотодиод без его насыщения при максимальной мощности лазера. На вход АОЯ подавался электрический сигнал, синтезированный специальным цифровым генератором, который обеспечивал одновременное формирование необходимого независимого набора монохроматических колебаний с заданными значениями частоты, амплитуды и начальной фазы. Сигнал с выхода фотоприемника регистрировался с помощью цифрового осциллографа, развертка которого была синхронизована с вращением диска.

Об используемой АОЯ. Очевидно, что для проведения экспериментов (а также для практического использования исследуемого эффекта) необходимо использовать АО-дефлекторы, которые конструируют для достижения максимального углового диапазона (угла сканирования) выходного дифрагированного луча. В работе применялся серийно выпускающийся неаксиальный анизотропный дефлектор на кристалле TeO_2 , в котором фазовый фронт звуковой волны уклоняется на угол 6° от оси [110], а свет распространяется вблизи оптической оси кристалла. Дефлектор имеет центральную частоту 40 МГц, частотный диапазон 20 МГц и соответственно угол сканирования (угол в котором возможна эффективная многолучевая дифракция) 33 mrad ($\approx 1.7^\circ$). В экспериментах разница между частотными компонентами радиосигнала составляла 1.5 МГц, что соответствовало разнице в угловых положениях дифрагированных лучей в 2.5 mrad . Оптический луч на выходе коллиматора лазера имел апертуру 0.6 mm и соответственно расходимость 2 mrad . Таким образом, в фокальной зоне линзы (на вращающемся диске) лучи пространственно разрешались (разделялись) по уровню порядка 5 dB.

Эксперимент проводился по следующей схеме. Первоначально на АОЯ подавался сигнал на частоте 40 МГц,

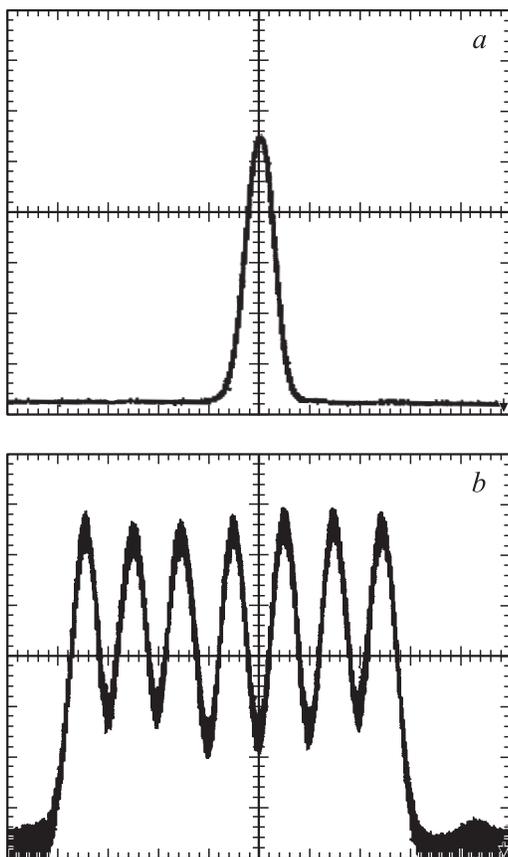


Рис. 4. Фотографии сигнала с цифрового осциллографа; *a* — одна частота, *b* — семь частот. Масштаб по горизонтали одинаков. По вертикали чувствительность осциллографа рис. 4, *b* увеличена в 12 раз относительно рис. 4, *a*.

с амплитудой, соответствующей максимальной дифракционной эффективности (практически достижимая величина 97%). Затем подавалась комбинация частотных компонент и проводился подбор их амплитуд и перебор начальных фаз (с присвоением нескольких величин в пределах от 0 до π) для достижения максимальной и равной интенсивности всех основных дифракционных порядков. Примером одной из таких подобранных экспериментально комбинаций является рис. 4 — фотографии с экрана цифрового осциллографа. Здесь абсцисса — относительные углы отклонения дифракционных порядков, ордината — относительные интенсивности лучей. Рис. 4, *a* — одна частота 40 МГц; рис. 4, *b* — семь частот: от 33.5 до 44.5 МГц с шагом 1.5 МГц с фазами, набор которых близок к одному из оптимальных ($\varphi_{-3} = \varphi_{-1} = \pi/2$, $\varphi_{-2} = -\pi/4$, $\varphi_0 = \varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = 3\pi/4$, $\varphi_3 = \pi$). Отличие рис. 4, *b* от рис. 4, *a* состоит в том, что чувствительность осциллографа была увеличена в 12 раз. Таким образом, видно, что суммарная эффективность семи лучей составляет примерно 80% от единичного луча, что вполне согласуется с результатами теории.

Заключение

В рамках рассмотренной модели брэгговской АО-дифракции (ограничения приведены в 1.1) и по результатам эксперимента можно сформулировать следующие основные положения.

1. При дифракции на акустической волне, периодически модулированной по фазе, эффективность дифракции достигает 100%, а пространственный спектр дифрагированного света отражает частотный спектр акустического сигнала.

2. При дифракции на акустическом сигнале, образованном эквидистантным набором независимых частотных компонент, наибольшая эффективность дифракции и наименьший уровень нелинейных искажений достигается при наложении простых связей на фазы компонент. Эти связи, число которых на 2 меньше числа компонент, соответствуют максимальной близости (в среднеквадратичном смысле) акустического сигнала к фазово-модулированному сигналу.

3. Предложена методика синтеза акустического сигнала с эквидистантным спектром, реализующего эффективное расщепление брэгговского порядка. Моделирование показывает, что суммарная эффективность дифракции в рабочие лучи при делении порядка на 4, 7 и более равных по интенсивности лучей составляет не менее 83%, при делении на 5–6 частей — 75–80%.

4. Предложена методика и разработана установка для АО-измерений в условиях значительной интенсивности падающего лазерного излучения и при формировании акустического сигнала из произвольного независимого набора частотных компонент.

5. Экспериментально доказано, что использование оптимального акустического сигнала позволяет разделить брэгговский порядок на равные по интенсивности лучи при высокой суммарной эффективности. В частности, показано, что при делении лазерного луча на 7 каналов суммарная эффективность дифракции в рабочие лучи достигает 80%, что согласуется с теорией.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 06-02-08019 и 07-02-00414).

Список литературы

- [1] Корпел А. Акустооптика / Пер. с англ. М.: Мир, 1993. 240 с.
- [2] Hecht D. // IEEE Transactions on sonics and ultrasonics. 1977. Vol. SU-24. N 1. P. 7–18.
- [3] Балакиши В.И., Сливиньски А., Толпин К.А. // Опт. и спектр. 1999. Т. 87. № 6. С. 1010–1016.
- [4] Антонов С.Н. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 4. С. 122–124.
- [5] Антонов С.Н., Резвов Ю.Г. // РиЭ. 2005. Т. 50. № 4. С. 472–479.
- [6] Антонов С.Н., Проклов В.В., Резвов Ю.Г., Чесноков Л.Н., Чесноков В.Н. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 1. С. 60–65.