

В. Н. Белый¹, Н. А. Хило¹, А. М. Варанецкий¹, П. И. Ропот¹,

П. А. Хило², А. В. Агашков¹

¹Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси,

г. Минск, Республика Беларусь,

²Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого,

г. Гомель, Республика Беларусь

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ КОЛЬЦЕВОГО ПУЧКА НА УЛЬТРАЗВУКЕ В КРИСТАЛЛАХ TeO_2 И $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$

Кольцевые и бесселевы пучки функционально связаны между собой посредством преобразования Фурье. Поэтому если в плоскости излучателя световое поле является кольцевым, то в дальней зоне дифракции, или в фокальной плоскости линзы это поле будет бесселевым, и наоборот. Далее, так как бесселев световой пучок (БСП) имеет ограниченную дифракционную расходимость [1], то перспективной является схемотехника, основанная на формировании кольцевых пучков (КП) и управлении ими в плоскости излучателя.

Как известно, важнейшим методом управления световыми пучками является акустооптическая (АО) дифракция. Поэтому представляют интерес исследования АО управления кольцевыми пучками в ближней зоне и, соответственно, бесселевыми пучками в дальней зоне. Эти исследования актуальны, например, для дистанционного зондирования окружающей среды, оптической связи в открытом пространстве и др. Для таких задач наибольший интерес представляют два АО процесса, это модуляция и дефлексия лазерных пучков.

В настоящем докладе рассматривается более простая задача, а именно АО модуляция по интенсивности кольцевого пучка.

Наиболее распространенный экспериментальный метод формирования КП основан на использовании двух аксиконов, освещаемых гауссовым пучком (ГП) [2]. Достоинством метода является возможность перестройки диаметра КП и его толщины. Это достигается, соответственно, изменением расстояния между аксиконами и изменением диаметра падающего гауссова пучка.

На рисунке 1 показана экспериментальная схема АО модулятора кольцевого пучка.

КП формировался за вторым аксиконом и направлялся под углом Брэгга на АО ячейку. Дифрагированный пучок исследовался на различных расстояниях от АО ячейки. Отметим, что приведенная схема не единственно возможная для реализации АО модулятора. А именно, пара аксиконов могут быть размещены за АО ячейкой. Такая возможность следует из того, что процесс АО дифракции не нарушает заметным образом фазовый профиль падающего ГП. Это следует из расчетов, а также подтверждено экспериментально. Поэтому дифрагированный ГП может быть преобразован в неискаженное кольцевое поле. В то же время, в схеме АО дефлектора указанная перестройка оптической схемы невозможна из-за высокой чувствительности аксиконов и, соответственно, амплитудно-фазового профиля КП к изменению угла падения ГП.

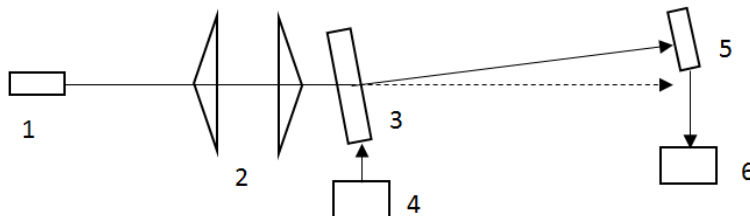


Рисунок 1 – Оптическая схема эксперимента: 1 – лазер OBIS LS 532-20

(длина волны 532 нм, мощность 20 мВт, диаметр пучка 0,75 мм,

расходимость 0,9 мрад.); 2 – аксиконы AX252-A (Thorlabs); 3 – АО ячейка на TeO_2

с центральной частотой 100 МГц; 4 – генератор высокочастотный RIGOL DG5071;

5 – фотодиодный приемник S121C (Thorlabs); 6 – измеритель мощности LaserStar (Ophir)

На рисунке 2 показан экспериментально измеренный профиль КП на выходе второго аксикона. Для расчета профиля КП применялся метод дифракционного интеграла [3].

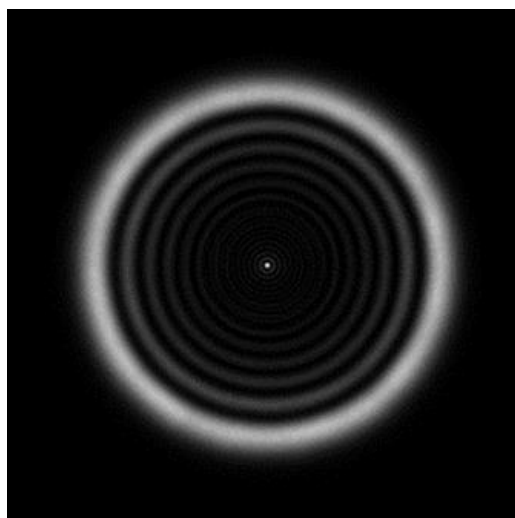


Рисунок 2 – Фотография кольцевого поля на выходе второго аксикона. Диаметр равен 2 мм

Пример рассчитанного поля показан на рисунке 3. Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda$; w_0 – полуширина ГП; z_0 – расстояние от перетяжки до первого аксикона; z_{12} – расстояние между аксиконами; γ – угол отклонения луча аксиконом.

Обратим внимание на наличие интенсивного осевого пика в распределении интенсивности (рисунки 2, 3). Он появился из-за необходимости получить КП малого диаметра, чтобы избежать краевой эффект при АО дифракции. Для этого аксиконы сближались и проявился эффект острия второго аксикона. Однако, относительная мощность центрального максимума пренебрежительно мала, поэтому схема из двух аксиконов остается эффективной и для формирования КП малого диаметра.

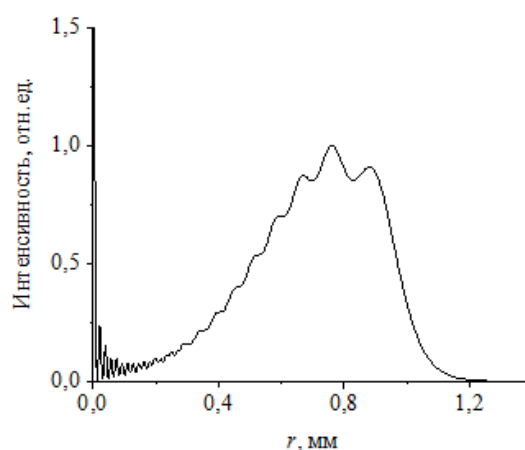


Рисунок 3 – Поперечное распределение интенсивности (нормирована на единицу) кольцевого поля, полученного в схеме с двумя аксиконами.

Параметры схемы: $\lambda = 532$ нм, $\gamma = 0,9$ град, $w_0 = 0,4$ мм, $z_0 = 1$ м, $z_{12} \approx 7$ см

Далее, КП направлялся на АО ячейку с центральной частотой 100 МГц. Эффективность АО дифракции составляла величину 57 % при RF мощности, подаваемой на пьезопреобразователь, 0,6 Вт.

На рисунке 4 показано взаимное положение волновых векторов светового и акустического полей в плоскости (y, z) кристаллов TeO_2 и $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$.

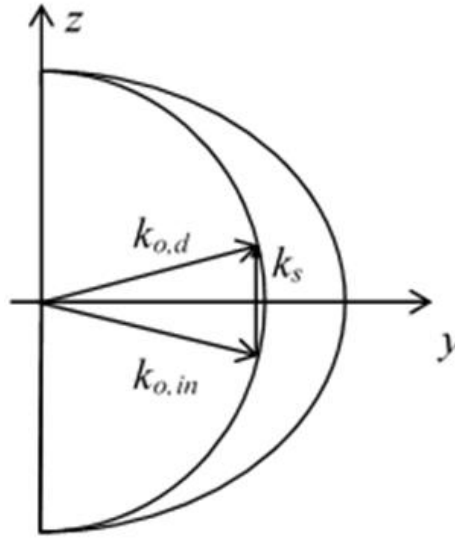


Рисунок 4 – Геометрия акустооптической дифракции. Ось y параллельна $[110]$ для кристалла TeO_2 и параллельна $[100]$ для $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$.
Индексы у волновых векторов: in – падающий световой пучок, d – дифрагированный пучок, s – акустическая плоская волна

Здесь кольцевой пучок распространяется под углом Брэгга к оси y , а акустическая волна – в положительном направлении оси z . Рассматривается планарная геометрия взаимодействия, когда все три парциальных волновых вектора расположены в одной плоскости. Условия векторного синхронизма для изотропной $o \rightarrow o$ АО дифракции имеют вид $\vec{k}_o + \vec{k}_s = \vec{k}_d$. Волновые векторы $\vec{k}_{o,d}$ относятся к падающему и дифрагированному пучкам, а $\vec{k}_s$ – волновой вектор акустической волны. Проекция уравнения векторного синхронизма на оси z и y определяют условия продольного и поперечного синхронизмов при АО взаимодействии. Из условия продольного синхронизма находим угол Брэгга $\theta_b = \arcsin(k_s / 2k_o n_o)$. На длине волн $\lambda = 532$ нм, акустической частоте 100 МГц, для кристалла TeO_2 и $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ угол Брэгга равен соответственно 9,3 и 10,6 угл. минут.

Поперечный синхронизм зависит от степени пространственного перекрытия проходящего и дифрагированного пучков. Максимум интеграла перекрытия, равный единице, реализуется при совпадении пространственных профилей этих пучков при условии малости их относительного смещения из-за несовпадения направлений распространения. Величина смещения $\Delta z = 2\theta_b L$ на длине взаимодействия $L = 5$ мм равна 27 мкм, что намного меньше ширины кольца. Поэтому дифрагированное поле в рассматриваемом случае также будет кольцевым пучком и при этом интеграл перекрытия равен единице.

Была решена система уравнений для медленно меняющихся амплитуд, описывающая АО дифракцию и найдена эффективность дифракции (рисунок 5).

$$\eta(\theta, P) = \frac{\chi^2}{[\Delta k(\theta)/2]^2 + \chi(P)^2} \sin^2 \left(L \sqrt{[\Delta k(\theta)/2]^2 + \chi(P)^2} \right), \quad (1)$$

где $\chi(P)$ – параметр АО связи, зависящий от акустической мощности;

Δk – волновая расстройка, зависящая от угла падения КП на АО ячейку.

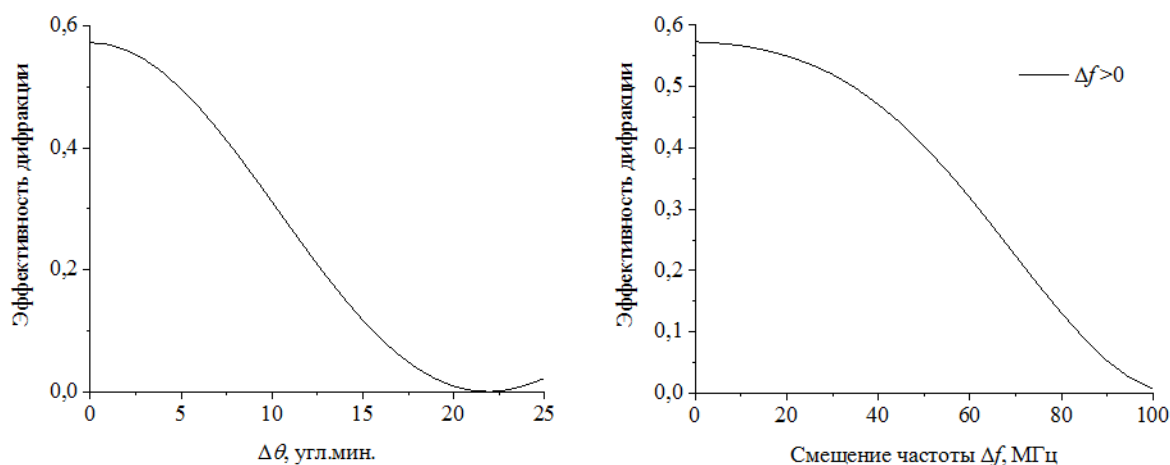


Рисунок 5 – Зависимость эффективности дифракции от отклонения проходящего пучка относительно угла Брэгга. Падение эффективности дифракции при превышении акустической частоты резонансного значения, равного 100 МГц. Длина взаимодействия 5 мм

Экспериментальная зависимость эффективности дифракции от акустической частоты показана на рисунке 6. Для сравнения, показана также соответствующая зависимость для гауссова пучка. Видно, что спектральная ширина синхронизма одинакова для обоих пучков и равна примерно 40 МГц по уровню 3 Дб.

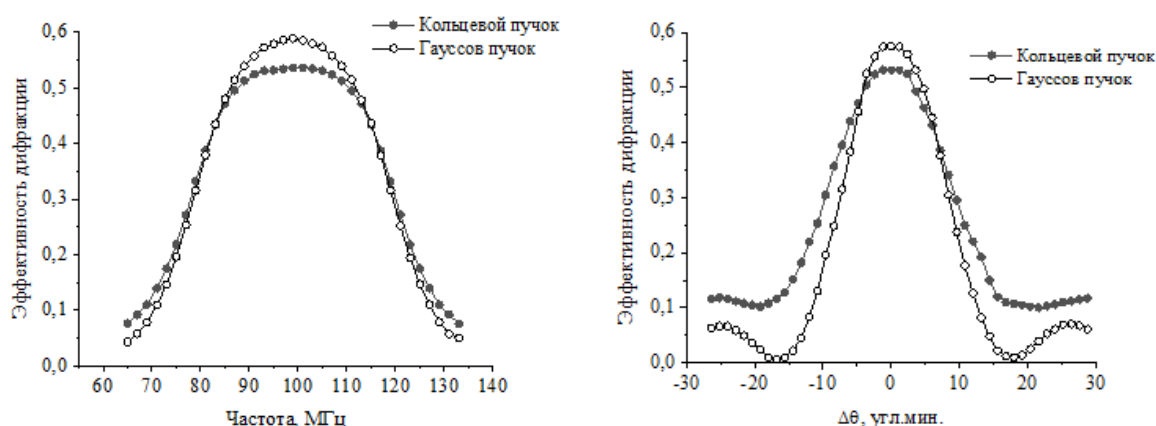


Рисунок 6 – Зависимость эффективности дифракции от акустической частоты и от угла поворота АО ячейки

Также измерялась угловая ширина синхронизма. На рисунке 7 показана зависимость эффективности дифракции от угла поворота АО ячейки. Как видно, полуширина синхронизма для обоих пучков примерно одинакова и составляет величину 18 угл. мин. Расчет углового спектра кольцевого поля показал, что его ширина значительно меньше типичной угловой ширины синхронизма даже при внешнем диаметре кольца порядка миллиметра. Поэтому искажение структуры пучка в результате АО дифракции несущественно, а эффективность дифракции примерно такая же, как и для гауссова пучка. Проведены измерения поперечного профиля малокольцевого БСП в дальней зоне дифракции, которые показали, что основная доля мощности пучка (около 95 %) сосредоточена в основном максимуме и первом кольце.

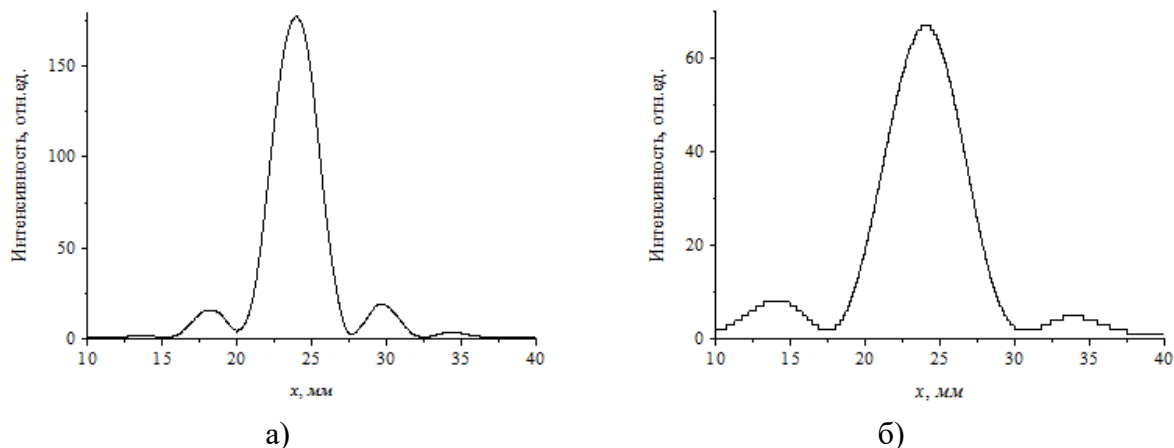


Рисунок 7 – Поперечное распределение интенсивности пучка на расстоянии (а) 41 м и (б) 81 м

Таким образом, АО дифракция является эффективным методом модуляции кольцевых пучков в ближней зоне и, соответственно, БСП в дальней зоне.

Литература

1. Durnin, J. Diffraction-free beams / J. Durnin // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 58. – P. 1499–1501.
2. Khilo, N. A. Bessel-like light beams formed by the two-component scheme consisting of axicon and spherical lens / N. A. Khilo, P. I. Ropot, P. K. Piatrou, V. N. Belyi // Optics Communications. – 2021. – Vol. 483. – P. 126666.
3. Хило, Н. А. Формирование бесселевых световых пучков на больших расстояниях из кольцевых полей / Н. А. Хило, П. И. Ропот, П. К. Петров, В. Н. Белый // Известия НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 2022. – Т. 58, № 1. – С. 90–100.

М. Г. Валдовский

Белорусский государственный университет,
г. Минск, Республика Беларусь

ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ДЛЯ УПРУГИХ ВОЛН, НОРМАЛЬНО ПАДАЮЩИХ НА СЛАБО НЕОДНОРОДНЫЕ СЛОИСТЫЕ АНИЗОТРОПНЫЕ СРЕДЫ

Целью данной работы является решение задачи о прохождении акустической волны через слабо неоднородные слоистые анизотропные среды.

В работе рассматривается методика решения задачи, связанной с нахождением эволюционного оператора, отвечающего прохождению акустической волны через слабо неоднородные слоистые анизотропные среды. Исследуется нормальное падение волны на границу раздела сред, и рассчитывается эволюционный оператор с точностью до первого порядка теории возмущения в случае изотропной среды. В общем виде найдены операторы отражения и пропускания для такой волны.

Прохождение акустической волны через среду определяется плотностью среды $\rho(x, y, z)$ и тензором модулей упругости $c_{iklm}(x, y, z)$ (рисунок 1). Полагаем, что плотность является постоянной величиной, не зависящей от координат, а тензор модулей упругости зависит только от компоненты z :