

УДК 621.373.535

ЛАЗЕРНОЕ ИНДУЦИРОВАНИЕ КОНИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КЕРРОВСКОЙ СРЕДЕ И ФОРМИРОВАНИЕ СВОБОДНЫХ ОТ ДИФРАКЦИИ ПУЧКОВ

Р.Х. ДРАМПЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 3 марта 1998 г.)

Экспериментально исследовано формирование свободных от дифракции световых пучков, используя нелинейный эффект лазерной генерации конического излучения в керровской среде. Полученные световые пучки могут быть описаны характеристиками теоретически предсказанных Бессель-гауссовских пучков.

Введение

Новый класс когерентных световых пучков, названных свободными от дифракции пучками, свойством которых является сохранение поперечного распределения интенсивности при распространении в свободном пространстве, был предсказан в [1]. Простейший свободный от дифракции пучок может быть сформирован суперпозицией плоских волн, волновые векторы которых лежат на поверхности конуса. Поперечное распределение амплитуды E этих пучков, названных бесселевыми пучками, выражается функцией Бесселя нулевого порядка [1]

$$E = E_0 \exp\{i(\beta z - \omega t)\} J_0(\alpha r), \quad (1)$$

где J_0 – функция Бесселя нулевого порядка, r – поперечная координата в пучке, z – длина распространения пучка. Параметры α и β определяются как

$$\alpha = (2\pi / \lambda) \sin \theta, \quad \beta = (2\pi / \lambda) \cos \theta, \quad (2)$$

где λ – длина волны излучения, θ – половина угла раствора конуса.

Идеальный бесселевый пучок несет неограниченную величину энергии и, следовательно, экспериментально нереализуем. Однако, как показано в [1], бесселевый пучок ограниченной ширины ведет себя как свободный от дифракции на конечной длине распространения.

Недавно новый тип световых пучков, названных Бессель-гауссовскими пучками, был введен в [2], как суперпозиция гауссовских пучков с диаметром w_0 , оси которых лежат на поверхности конуса. Распределение поля этих пучков дается выражением

$$E = E_0 \exp\{i(\beta z - \omega t)\} J_0(\alpha r) \exp\{-(r/w_0)^2\}. \quad (3)$$

Бессель-гауссовский пучок ведет себя как свободный от дифракции пучок, когда угол дифракции составляющих гауссовских пучков $\theta_{dif} = \lambda / \pi w_0$ меньше угла θ половины раствора конуса ($\theta_{dif} < \theta$).

Свободные от дифракции пучки были реализованы в нескольких экспериментах [3-6], используя различные линейные оптические элементы – комбинацию циркулярной щели и линзы [3], аксикон [4], голографический оптический элемент [5], специальный резонатор с кольцевым зеркалом [6]. Бесселевы пучки могут иметь различные применения в нелинейной оптике [7-9]. Исследование нелинейных оптических эффектов требует излучений высокой энергии. В первой экспериментальной реализации бесселевых пучков [3], в которой циркулярная щель шириной 10 μm , помещенная в фокальной плоскости фокусирующей линзы, освещалась излучением гелий-неонового лазера, потери энергии были экстремально высоки. Большие коэффициенты преобразования энергии в бесселевы пучки были получены в дальнейших схемах их реализации.

Настоящая работа посвящена экспериментальной демонстрации формирования свободных от дифракции пучков, используя нелинейный эффект лазерного индуцирования конического излучения в керровской среде [10]. Примененная схема позволяет получить выигрыш в энергии бесселевого пучка по сравнению с пассивным методом, использованным в [3].

Генерация конического излучения на длине волны излучения накачки обусловлена процессом пространственной фазовой самомодуляции в нелинейной среде [11]. Этот процесс является результатом изменения показателя преломления с интенсивностью по профилю пучка и приводит в общем случае к структуре выходного излучения в виде интерференционных колец в дальнем поле на длине волны излучения накачки [10-12]. Выходная кольцевая структура зависит от относительных фаз $\Delta\Phi(r)$ интерферирующих волн, дифрагированных от различных областей пространственного профиля луча. Фазовый сдвиг $\Delta\Phi$ и число колец N могут быть оценены из формулы $\Delta\Phi = (2\pi/\lambda)n_2 E_1^2 L$, где n_2 – нелинейная часть показателя преломления, E_1 – электрическое поле лазерного излучения, L – длина взаимодействия, и из соотношения $N = |\Delta\Phi|_{\max} / 2\pi$ [11]. Нелинейный фазовый сдвиг $|\Delta\Phi|_{\max} \approx \pi$ приводит к генерации конического излучения с минимумом интенсивности на его оси [12]. Половина угла $\theta_{\max}$ раствора конуса для крайнего внешнего кольца может быть рассчитана по формуле [11]

$$\theta_{\max} = |d(\Delta\Phi)/dr|_{\max} / (2\pi/\lambda). \quad (4)$$

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка аналогична использованной в [10]. Одномодовое излучение второй гармоники YAG-Nd³⁺ лазера с длиной волны 530 нм, длительностью импульса 20 нсек, максимальной мощ-

ностью 10 кВт и диаметром 1 мм фокусировалось в кювету с нитробензолом длиной 25 см. Оценки показывают, что интенсивность лазерного излучения в области фокусировки составляла порядка $I_{\max} \sim 10^8$ Вт/см². Для ослабления интенсивности входного излучения использовалась стопа из стеклянных пластинок. После кюветы ставилась линза с фокусным расстоянием 15 см, которая собирала выходное коническое излучение для формирования свободного от дифракции пучка (рис.1). После линзы на оси конического излучения ставилась также кольцевая диафрагма для устранения остаточной интенсивности на оси конического излучения и срезания его несимметричных краев. В эксперименте имелась возможность изменения ширины кольцевой щели и диаметра центральной непрозрачной части диафрагмы для получения оптимальных условий формирования свободных от дифракции пучков. Часть входного излучения (8%) отводилась стеклянной пластинкой для контроля энергии входных лазерных импульсов. Энергии входного и выходного пучков измерялись с помощью фотодиодов. Перед фотодиодами ставились ослабляющие излучение до $5 \cdot 10^4$ раз нейтральные фильтры для обеспечения работы фотодиодов в линейном режиме. Сигналы от фотодиодов собирались и обрабатывались амплитудными анализаторами. Пространственный профиль выходного излучения регистрировался на фотопленках, которые фотометрировались.

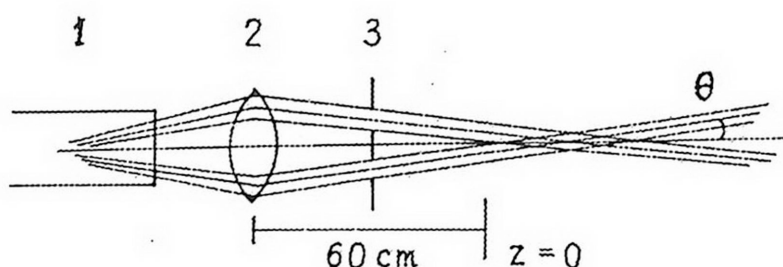


Рис.1. Схематическое изображение хода лучей при формировании свободных от дифракции пучков. 1 – кювета с нитробензолом, 2 – линза, 3 – кольцевая диафрагма. $z = 0$ показывает плоскость, где сходящиеся пучки начинают перекрываться.

Результаты и обсуждение

В условиях эксперимента при интенсивности лазерного излучения $I_{\max} \sim 10^8$ Вт/см² в дальнем поле наблюдалось одно кольцо, окружающее центральное пятно [10]. Ослаблением интенсивности входного излучения с помощью 4 стеклянных пластинок достигалась генерация конического излучения с минимумом интенсивности на оси (рис.2). Спектральные измерения, проведенные в [10], показали, что частота конического излучения совпадает с частотой излучения накачки. Половина угла раствора конуса для внешнего кольца составляла $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ рад. Полученные интерференционные картины соответствуют значениям нелинейного изменения фазы $\sim 2\pi$ и $\sim \pi$, соответственно, и находятся в

согласии с оценками $|\Delta\Phi|_{\max}$ и $\theta_{\max}$ для значений $n_2 = 1.5 \cdot 10^{-11}$ CGSE [13], $I_{\max} \sim 10^8$ Вт/см² и эффективной длины взаимодействия $L_{\text{eff}} \sim 10$ см.

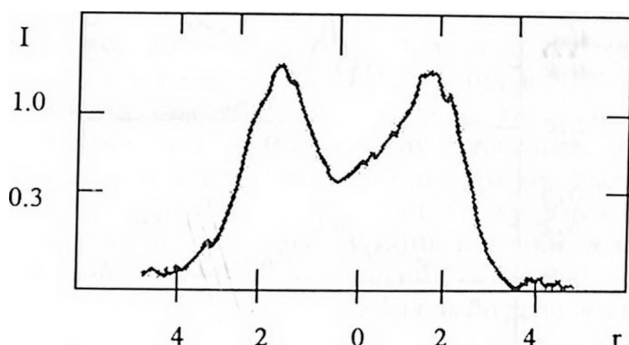


Рис.2. Распределение интенсивности выходного излучения в дальнем поле ($|z|=60$ см) при $\Delta\Phi \approx \pi$. По оси абсцисс отложено радиальное расстояние r в мм, по оси ординат – интенсивность I в относительных единицах. Шкала по оси ординат – нелинейная.

Следует отметить, что крайнее внешнее кольцо возникает в результате интерференции излучений из областей вблизи точки перегиба на профиле кривой $\Delta\Phi(r)$. Так как угол θ мало меняется с радиусом вблизи этой точки, большая часть излучения испускается в направлении $\theta_{\max}$. Распределение интенсивности в центре интерференционной картины возникает в результате интерференции между лучами, исходящими из центра пучка, и лучами, наиболее удаленными от центра пучка, где интенсивность излучения мала, поэтому интерференционный эффект слабый. Это является причиной того, что интенсивность деструктивного минимума в центре пучка не уменьшается до нуля (рис.2).

Для формирования свободных от дифракции пучков интенсивность лазерного излучения была подобрана для наблюдения кольца с минимумом интенсивности на оси (рис.2). Выходное коническое излучение собиралось линзой (рис.1) так, чтобы собранные лучи лежали на поверхности конуса с половиной угла раствора $\theta \sim 3 \cdot 10^{-3}$ рад. Наилучшие результаты для формирования свободных от дифракции пучков были получены, когда дополнительная кольцевая диафрагма с диаметром непрозрачной части 2 мм и шириной кольцевой щели 1 мм помещалась вблизи линзы на оси конического излучения. Это понижало интенсивность центральной части выходящего из кюветы конического излучения до нуля и срезало асимметричные края в профиле излучения.

На рис.3 показан профиль результирующего пучка на расстояниях $z = 0$, $z = 10$ см и $z = 30$ см от плоскости, где лучи, лежащие на поверхности конуса, начинают перекрываться (рис.1). Центральный максимум имеет ширину на полувысоте 10^{-2} см при $z = 0$ и его интенсивность уменьшается в 4 раза при $z = 30$ см. Однако центральный пик остается без существенного расхождения. Для сравнения гауссовский пучок с полушириной 10^{-2} см после прохождения 30 см должен стать в 5 раз шире и его интенсивность должна уменьшиться в 25 раз.

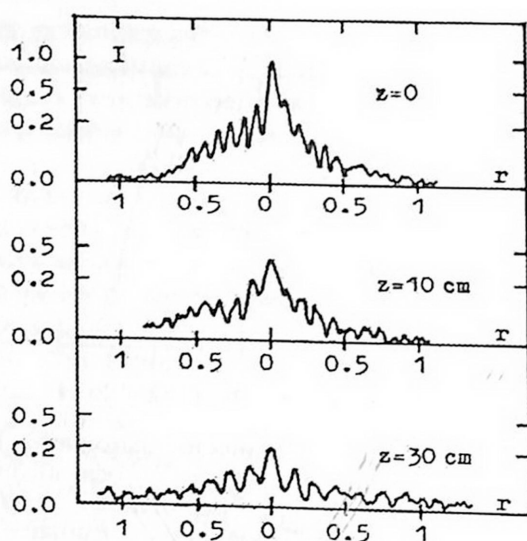


Рис.3. Профиль сформированного свободного от дифракции светового пучка на расстояниях $z = 0, 10$ и 30 см от плоскости, где лучи, лежащие на поверхности конуса, начинают перекрываться. По оси абсцисс отложено радиальное расстояние r в мм, по оси ординат – интенсивность I в относительных единицах. Шкала по оси ординат – нелинейная.

Световые пучки, полученные в настоящем эксперименте, могут быть описаны Бессель-гауссовским распределением, введенным в [2]. Распределение интенсивности на рис.3 имеет первый и второй минимумы на расстояниях $r_1 = 0.7 \cdot 10^{-2}$ см и $r_2 = 1.7 \cdot 10^{-2}$ см от точки $r = 0$. Отношение $r_2 / r_1 = 2.4 \pm 0.1$ близко к отношению 2.3 координат по оси абсцисс первого и второго нулей функции Бесселя J_0 . Это означает, что радиальное распределение поля в пучке содержит функцию J_0 как множитель. Угол дифракции θ_{dif} компонентных гауссовских пучков оценивается $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ рад для $w_0 = 1$ мм, и критерий $\theta_{\text{dif}} = \lambda / \pi w_0 < \theta$ удовлетворяется для условий эксперимента. Оценка величины α для $\lambda = 530$ нм, $\theta = 3 \cdot 10^{-3}$ рад дает $\alpha = 350$ см $^{-1}$. Тогда диаметр центрального максимума Бессель-гауссовского пучка, определяемый как $4.8/\alpha$ [2], оценивается $1.4 \cdot 10^{-2}$ см и согласуется с измеренной полушириной центрального максимума профиля свободного от дифракции пучка. Максимальное расстояние распространения свободного от дифракции пучка определяется как $D = w_0 / \theta$ [2] и оценивается $D \approx 30$ см.

Ожидалось, что нелинейный эффект изменения профиля интенсивности пучка от близкого к гауссовскому к кольцевому в керровской среде должен уменьшить потери энергии в последующей стадии формирования свободного от дифракции пучка. Для измерения выигрыша в энергии был использован следующий метод. Энергии W_1 выходного ко-

нического излучения, прошедшего кольцевую диафрагму и нейтральные фильтры с суммарным ослаблением $5 \cdot 10^4$ раз, измерялись с помощью фотодиода, помещенного на оси пучка в положении $z = 0$. Энергии измерялись для серии лазерных импульсов, одновременно контролируя энергию входного излучения. Затем ослабляющие фильтры переставлялись и помещались перед кюветой, оставляя кольцевую диафрагму на том же месте. Ослабление входного излучения в $5 \cdot 10^4$ раз приводило к отсутствию фазовой самомодуляции, и излучение, выходящее из кюветы, имело близкое к гауссовскому распределение. Энергии W_2 гауссовских пучков, прошедших кольцевую диафрагму, были снова измерены для серии лазерных импульсов с той же энергией. В обеих сериях измерений флуктуации энергий излучения накачки относительно средней величины составляли $\leq 7\%$. Отношение $\langle W_2 \rangle / \langle W_1 \rangle$, где $\langle W_2 \rangle$ и $\langle W_1 \rangle$ – средние значения W_2 и W_1 , характеризует выигрыш в энергии. Многие серии измерений дали отношение $\langle W_2 \rangle / \langle W_1 \rangle = 1.5 - 2$. Таким образом, использование эффекта фазовой самомодуляции в нелинейной среде для формирования свободных от дифракции пучков уменьшало в настоящем эксперименте потери энергии до 2 раз для кольцевого пучка по сравнению с гауссовским пучком той же энергии.

Эффективность реализованной схемы может быть увеличена улучшением качества входного пучка, а также использованием высококачественных плоско-параллельных окон кюветы и оптических элементов, предотвращающих искажение светового пучка при прохождении через них. Очень важным является получение в эксперименте экстремально малой интенсивности на оси выходного конического излучения тонким подбором (например, изменением интенсивности излучения накачки) нелинейной фазы $\Delta\phi$. Вычисления показывают [12,14], что величина $|\Delta\phi|_{\max} \approx 1,5\pi$ дает экстремальную глубину интерференционного минимума в профиле выходного конического излучения. Получение симметричной интерференционной картины для $|\Delta\phi|_{\max} \approx 1,5\pi$ позволит использовать непрозрачный диск вместо кольцевой диафрагмы для устранения остаточного излучения в центре светового конуса с потерями энергии $\sim 20\%$ при формировании свободных от дифракции пучков.

Заключение

Экспериментально исследовано формирование свободных от дифракции световых пучков, используя нелинейный эффект лазерной генерации конического излучения в керровской среде, обусловленный пространственной фазовой самомодуляцией лазерных импульсов. Полученные в эксперименте световые пучки могут быть описаны характеристиками Бессель-гауссовских пучков, введенных в [2]. Нелинейный эффект перераспределения профиля излучения накачки от гауссовского к кольцевому позволил уменьшить потери энергии до 2 раз при формировании свободных от дифракции световых пучков в реализованной схеме. Показаны пути повышения эффективности предложенной схемы.

Работа выполнена в рамках гранта 96-771 Министерства науки и образования Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Durnin. JOSA, 4, 651 (1987).
2. F.Gori, G.Guattari, C. Padovani. Optics Commun., 64, 491 (1987).
3. J.Durnin, J.J.Miceli, Jr., J.H.Eberly. Phys. Rev. Lett., 58, 1499 (1987).
4. F.P.Schafer. Appl. Phys. B, 39, 1 (1986).
5. J.Turunen, A.Vasara, A.Friberg. Appl. Optics, 27, 3959 (1988).
6. K.Uehara, H.Kikuchi. Applied Physics B, 48, 125 (1989).
7. T.Wulle, S.Herminghaus. Phys. Rev. Lett., 70, 1401 (1993).
8. S.Klewitz, P.Leiderer, S.Herminghaus, S.Sogomonian. Optics Lett., 21, 248 (1996).
9. Л.Я.Марголин. Квантовая электроника, 23, 281 (1996).
10. Р.Х.Дрампыан. Оптика и спектроскопия, 76, 512 (1994).
11. S.D.Durbin, S.M.Arakelian, Y.R.Shen. Optics Lett., 6, 411 (1981).
12. M.L.Ter-Mikaelian, G.A.Torossian, G.G.Grigoryan. Optics Commun., 119, 56 (1995).
13. Y.R.Shen. Phys. Lett., 20, 378 (1966).
14. R.H.Lehmberg, J.Reintjes, R.C.Eckhard. Appl. Phys. Lett., 30, 487 (1977).

ԿՈՆԱՉԵՎ ԴԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՆՊՈՒԿՏՈՒՄԸ ԿԵՌԻ
ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԵՎ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻՑ ԱՁԱՏ ՓՆՋԵՐԻ ՉԵՎԱՎՈՐՈՒՄԸ

Ռ. Խ. ԴՐԱՄՓՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտված է դիֆրակցիայից ազատ լուսային փնջերի ձևավորումը, օգտագործելով կոնաձև ճառագայթման լազերային գեներացիայի ոչ գծային երևույթը Կեռի միջավայրում: Ստացված լուսային փնջերը կարող են նկարագրվել տեսականորեն կանխագուշակված Բեսսել-գաուսյան փնջերի բնութագրերով:

LASER INDUCTION OF CONICAL EMISSION IN THE KERR MEDIUM AND FORMATION OF DIFFRACTION-FREE BEAMS

R. KH. DRAMPYAN

The formation of diffraction-free light beams, using the nonlinear effect of laser generation of conical emission in the Kerr medium, have been studied experimentally. The obtained light beams may be described by characteristics of theoretically predicted Bessel-Gaussian beams.