

ПОПЕРЕЧНАЯ СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОМ РАССЕЯНИИ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ СРЕДАХ

А.А. Зозуля, А.В. Мамаев

Показано, что при светоиндуцированном рассеянии в фоторефрактивной среде поперечная структура пучка, прошедшего через среду, и полная эффективность рассеяния зависят от диаметра пучка.

Одной из распространенных схем нелинейного смешения световых пучков в фоторефрактивных (ФР) средах является схема двухволнового смешения, когда на среду подаются две волны, между которыми происходит однонаправленный энергообмен. Эта схема используется для усиления яркости слабого сигнала и измерения константы нелинейности ФР сред. Ее теоретическое описание проводится, как правило, на базе одномерной модели, пренебрегающей ограниченностью пучков в поперечном направлении.

В данной работе показано, что при значительной эффективности энергообмена поперечная структура взаимодействующих пучков и эффективность энергообмена между ними зависят от диаметра пучков. Физической причиной этой зависимости является то, что для усиливающегося пучка входная и выходная грани кристалла образуют резонатор. При распространении под углом к граням и многократном переотражении от них интенсивность этого пучка экспоненциально растет. Это приводит к искажению поперечной структуры ослабляющегося пучка и последующему насыщению на уровне, определяющемся коэффициентом френелевского отражения на гранях. Отметим, что многократные переотражения излучения на границах световода используются в задачах вынужденного рассеяния для увеличения эффективной длины взаимодействия /1/.

Конкретный анализ проведен для случая асимметричного светоиндуцированного рассеяния /2/, которое может трактоваться в терминах двухволнового смешения. В этом случае на кристалл подается одна волна, рассеяние которой на неоднородностях граней или внутри кристалла приводит к образованию веера вторичных волн с широким угловым разбросом, черпающих энергию из первичного пучка.

В приближении слабого рассеяния система уравнений для компонент рассеянного поля, распространяющихся под углом θ к нормали к кристаллу (рис. 1), имеет вид:

$$(\pm \cos \theta \partial/\partial x + \sin \theta \partial/\partial y) B_{\pm}(x, y) = \gamma |A_{\pm}|^2 B_{\pm} I_T^{-1}, \quad (1)$$

где B_{\pm} — амплитуды компонент рассеянного излучения; A_{\pm} — амплитуды исходного пучка, отдающего энергию; знаки \pm относятся к волнам, бегущим в положительном (+) и отрицательном (-) направлениях оси x ; γ — коэффициент нелинейной связи; $I_T = |A_+|^2 + |A_-|^2 + I_e$, где I_e — интенсивность засветки. Граничные условия к системе (1)

$$A_+(0, y) = E_0(y), \quad A_-(y) = \rho A_+(y), \quad (2)$$

$$B_-(l, y) = \rho e^{i\varphi} B_+(l, y), \quad B_+(0, y) = \epsilon(y) + \rho B_-(0, y)$$

учитывают френелевское отражение волн на границах кристалла $x = 0, l$ с коэффициентом $\rho \ll 1$, $\varphi = 2k_0 l (\cos \theta - 1)$. Предполагается, что затравки рассеянного излучения $\epsilon(y)$ сосредоточены на входной грани кристалла. В предположении $|E_0(y)|^2 = I_0$ при $0 < y < d$ из (1), (2) получаем:

$$B_+(0, y + 2l \operatorname{tg} \theta) = \epsilon(y + 2l \operatorname{tg} \theta) + \rho^2 B_+(y) \exp(\Gamma/2 \cos \theta + i\varphi), \quad (3)$$

где $\Gamma = 2\gamma I_0 (1 + \rho^2) [I_0 (1 + \rho^2) + I_e]^{-1}$. При $\rho^2 \exp(\Gamma/2 \cos \theta) \gg 1$ решение (3) упрощается:

$$B_+(0, y) \approx \epsilon \exp[(\Gamma/2 \cos \theta + \ln \rho^2 + i\varphi) y / 2l \operatorname{tg} \theta]. \quad (4)$$

Аппроксимируя угловую зависимость коэффициента усиления Γ соотношением $\Gamma = \Gamma_0 (\theta/\theta_m) \times [1 + (\theta/\theta_m)^2]^{-1}$ и считая различные угловые компоненты рассеянного поля некогерентными, для полной интенсивности рассеяния из (4) получаем:

$$I_s(0, y) = \int d\theta |B_+(0, y)|^2 \propto \exp[(\Gamma_0/2l\theta_m) (1 - 3(\Gamma_0^{-1} \ln \rho^{-2})^{2/3}) y]. \quad (5)$$

Распределение интенсивности рассеянного излучения на выходной грани кристалла $x=l$ также описывается зависимостью (5). Распределение интенсивности I_+ исходного пучка A_+ на выходной грани при учете его истощения за счет возникновения рассеяния представляем в виде*:

$$\ln [1 - I_+(l, y)/I_+(0, y)] \sim (\Gamma_0/2l\theta_m) [1 - 3(\Gamma_0^{-1} \ln \rho^{-2})^{2/3}] y. \quad (6)$$

Соотношения (5), (6) описывают поперечную структуру исходной и рассеянной волн при достаточно малых координатах y , когда интенсивность рассеянного излучения мала. При увеличении y рассеяние насыщается на уровне, определяющемся коэффициентом усиления и френелевским отражением от граней. Для рассмотрения этого предела можно пренебречь производной по y в уравнениях (1) и дополнить их уравнениями, отвечающими истощению полей A_{\pm} . Считая, что рассеянное излучение сосредоточено в окрестности угла θ_m , из решения этой последней системы получаем

$$I_+(x=l)/I_0 = \rho^{-4 \cos \theta_m} \exp(-\Gamma_0/2). \quad (7)$$

В эксперименте излучение гелий-неонового лазера ($\lambda = 0,63$ мкм) после прохождения прямоугольной диафрагмы 1×10 мм² подавалось на плоскопараллельный образец кристалла ниобата бария-стронция (SBN), легированного церием, расположенный непосредственно за ней. Оптическая ось кристалла, параллельная граням, направлялась вдоль длинной стороны диафрагмы. Изображение освещенной области кристалла передавалось с увеличением на экран, где проводились измерения. Рассеянное излучение на экран не попадало. В эксперименте измерялись значения интенсивности в плоскости изображения кристалла в начальный момент времени I_N и в установившемся режиме I_K в зависимости от координаты y вдоль диафрагмы (рис. 2). Кривая 1 соответствует нелинейному коэффициенту усиления Γ_0 , определяющемуся электрооптическими свойствами кристалла и концентрацией акцепторных уровней $1/3$. Кривая 2 отвечает коэффициенту усиления $\sim 0,7 \Gamma_0$, что достигалось подсветкой кристалла излучением с ортогональной поляризацией $1/4$. Кривая 3 получена при помещении кристалла в иммерсионную жидкость, уменьшающую френелевское отражение от входной и выходной граней кристалла. На рис. 3 приведена зависимость потери мощности прошедшего через кристалл пучка $1 - P_K/P_N$ от длины диафрагмы.

Экспериментальные результаты подтверждают выдвинутую теоретическую модель: при малых координатах y имеет место близкий к экспоненте рост рассеянного излучения (кривые 1, 2 на рис. 2), сменяющийся при увеличении координаты насыщением (кривая 1). Снижение коэффициентов отражения на гранях

* При выводе (5), (6) не учтен вклад компонент рассеянного излучения, распространяющихся в кристалле, под углами, большими угла полного внутреннего отражения $\theta > \theta_{\text{ПВО}}$, для которых $\rho^2 = 1$. В условиях данного эксперимента $\theta_{\text{ПВО}} > \theta_m$ и вклад этого излучения в общую энергию рассеянных волн мал.

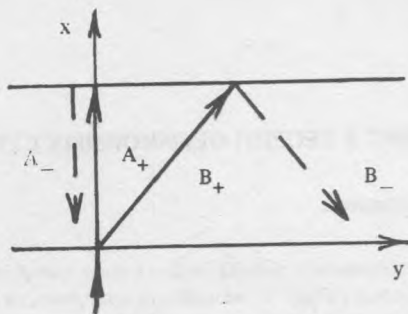


Рис. 1. Геометрия светоиндуцированного рассеяния.

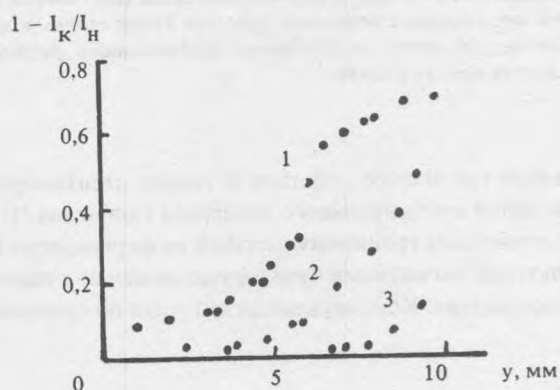


Рис. 2. Поперечное распределение интенсивности прошедшего через кристалл пучка.

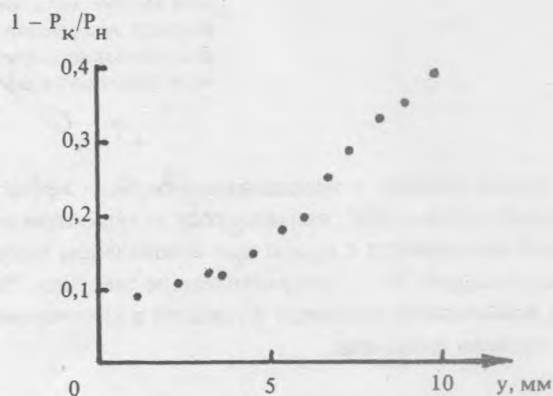


Рис. 3. Потеря мощности прошедшего через кристалл пучка как функция его поперечного размера.

(кривая 3) значительно уменьшает рассеяние. Полная эффективность рассеяния (рис. 3) возрастает с увеличением диаметра пучка. Сопоставление кривых 1, 2 рис. 2 в области роста с формулой (6) при $l = 3$ мм, $n = 2, 4$ (что соответствует $\rho^2 = 0,17$) и $\theta_m \sim 15^\circ$ дает $\Gamma_0 \sim 9$. Сопоставление насыщенного участка кривой 1 с формулой (7) приводит к значению $\Gamma_0 \approx 9,5$.

Таким образом, на примере светоиндуцированного рассеяния теоретически и экспериментально показано, что при двухволновом смешении в ФР средах поперечная структура и эффективность энергообмена взаимодействующих пучков при $\rho^2 \exp(\Gamma_0/2) \gg 1$ зависят от диаметра пучков. Для того, чтобы избежать этой зависимости, необходимо работать со слабыми коэффициентами усиления и/или малыми коэффициентами отражения (помещая кристалл в иммерсионную жидкость), либо использовать узкие пучки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рагульский В. В. Труды ФИАН, 85, 3 (1976).
2. Feinberg J. J. Opt. Soc. Am. 72, 46 (1982).
3. Kukhtarev N. V. et al. Ferroelectrics, 22, 949 (1979).
4. Kwong S. K., Cronin - Golomb M., Yariv A. Appl. Phys. Lett., 45, 1016 (1984).

Поступила в редакцию 11 января 1989 г.