

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОРОГА ВР МНОГОМОДОВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ И СТЕПЕНИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ НАКАЧКИ В РАССЕЯННОМ ИЗЛУЧЕНИИ*

В. И. Беспалов, А. А. Бегин, Г. А. Пасманик

1. Для наблюдения ВР и таких интересных особенностей этого явления, как, например, воспроизведение накачки в стоксовом излучении [1], мощность лазерных пучков должна превышать пороговую $P_{п}$. Ниже приводятся и сравниваются с теорией результаты измерения $P_{п}$ для сфокусированных многомодовых пучков при различных отношениях реальной расходимости θ к дифракционной $\theta_{д}$, а также данные о параметре ε , характеризующем относительную долю (степень воспроизведения) волны накачки в ВР.

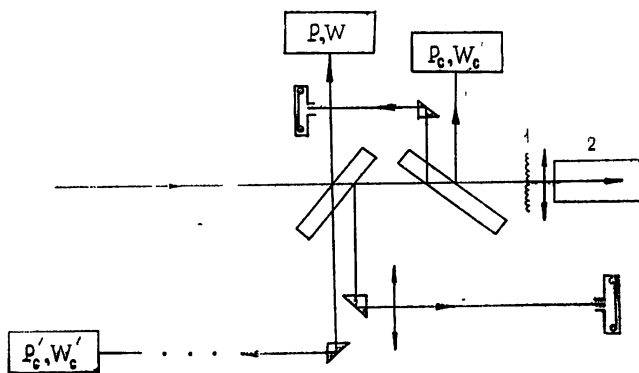


Рис. 1.

2. Пучок второй гармоники неодимового лазера ($t = 25$ нс) модулировался помещаемыми на его пути травленными пластинками 1 и затем фокусировался ($F = 3$ см) в кювету 2 ($L = 70$ см) с ацетоном или четыреххлористым углеродом, где возбуждалось обратное ВРМБ (рис. 1). При различных значениях $\theta/\theta_{д}$ измерялась мощность P и энергия W накачки, мощность P_c и энергия W_c стоксова пучка сразу же после его прохождения через травленную пластинку (ближняя зона) и мощность P_c' и энергия W_c' рассеянного излучения в дальней зоне**. Изменение отношения $\theta/\theta_{д}$ осуществлялось перебором травленных пластинок или, при одной и той же пластинке, изменением радиуса лазерного пучка***. На рис. 2 приведена зависимость $P_{п}$, нормированная на значение $P_{п0}$, определяющее пороговую мощность накачки при возбуждении ВР сфокусированным одномодовым пучком (для ацетона $P_{п0} \approx 15$ кВт, для CCl_4 $P_{п0} \approx 45$ кВт****).

По значениям P_c' и P_c определялся параметр ε^* (для ацетона), примерно характеризующий относительную долю накачки в излучении ВРМБ****. Калибровка схемы осуществлялась по излучению ВРМБ в отсутствие травленной пластинки. Из

* Работа докладывалась на I Всесоюзной конференции «Оптика лазеров», Ленинград, 4—8 января, 1977 г.

** В дальней зоне излучение ВРМБ перехватывалось на небольшую площадку с размерами, превышающими не более чем в 2—3 раза диаметр исходного (немодулированного) луча накачки.

*** Используемые пластинки равномерно уширяли диаграмму направленности проходящего через них светового пучка.

**** Значение $P_{п}$ соответствовало мощности рассеянного излучения, составляющего величину порядка 1% от мощности возбуждающего пучка.

***** В дальней зоне измерялась доля мощности рассеянного излучения, которая соответствует компоненте подобной (или достаточно близкой) накачке — компоненте, которая, пройдя через травленную пластинку, примерно повторяет немодулированный лазерный луч, т. е. имеет малую угловую расходимость.

приведенной на рис. 3 зависимости ϵ от θ/θ_d следует, что при уменьшении масштаба случайной модуляции поля (т. е. уменьшении отношения θ_d) до величины, меньшей критической, процесс воспроизведения сильно ухудшается. Интересно отметить, что при этом часть стокова пучка, примерно повторяющая в дальней зоне накачку (т. е. узкий луч, наблюдаемый в плоскости окошка калориметра, расположенного в дальней зоне), практически не изменяется по диаметру, хотя ее интенсивность резко уменьшается.

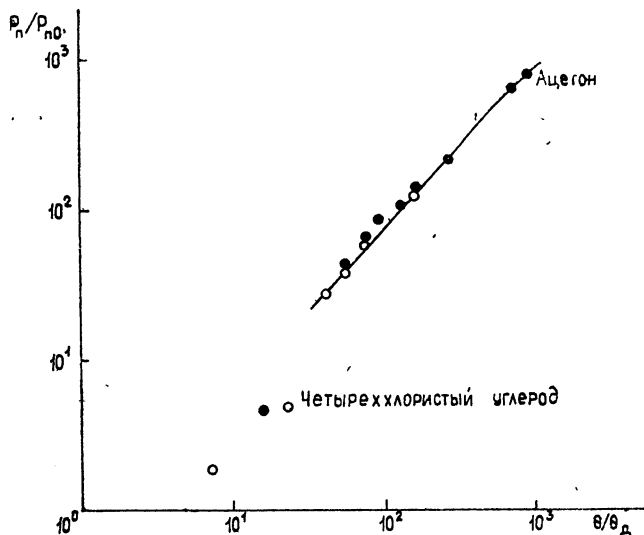


Рис. 2.

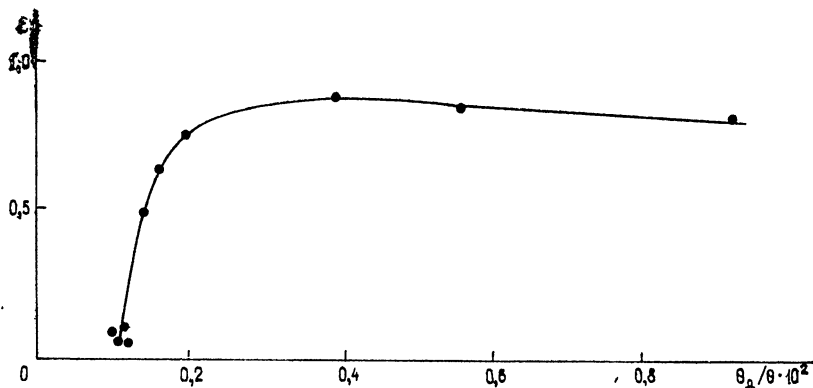


Рис. 3.

3. Исходя из полученных результатов, оценим различие ΔM в инкрементах у моды, подобной (или достаточно близкой) накачке, и у других мод стокова пучка, распределение полей в которых существенно отличается от распределения в луче накачки. В условиях, когда эффект воспроизведения отсутствует, в выходной стоков пучок, так же как и в обычном однородном усилителе с гауссовым профилем инкремента, основной вклад дает затравочный источник, излучение которого сосредоточено

на апертуре с радиусом $r_c = \frac{r_\phi}{\sqrt{M}}$ и в угле $\theta_c = \frac{r_c}{L_\phi} = \frac{\theta_\phi}{\sqrt{M}}$ (θ_ϕ и r_ϕ — расходи-

мость пучка накачки в перетяжке линзы и его радиус, $L_\phi = \frac{2r_\phi}{\theta_\phi}$ — длина перетяжки,

\bar{M} — полный инкремент). Полная мощность такого источника превышает мощность затравочной компоненты, подобной накачке, в $\theta^2/\theta_x^2 \bar{M}^3$ раз. Следовательно, если отличие в инкрементах ΔM превышает $\ln \theta^2/\theta_x^2 \bar{M}^2$, то будет иметь место эффект воспроизведения; в противном случае этот эффект отсутствует. Искомое значение ΔM оценим по значению $(\theta^2/\theta_x^2)_{кр}$, разделяющему области воспроизведения и невоспроизведения. Из рис. 3 видно, что $(\theta^2/\theta_x^2)_{кр} \approx 5 \cdot 10^5$. Поскольку для ВР $\bar{M} \approx 22$, то $\Delta M \approx \ln \frac{\theta^2}{\theta_x^2 \bar{M}^2} = 7$, что составляет $\sim 30\%$ от M .

4. Полученные выводы согласуются с результатами исследования уравнения

$$(\hat{L} - gI_0)E = 0, \quad \hat{L} = \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp}, \quad (1)$$

описывающего распространение стоксовой волны в среде с локальным инкрементом, пропорциональным интенсивности $I_0 = |E_0|^2$ сфокусированного многомодового пучка накачки. Анализ уравнения (1) проводился в предположении, что инкремент $M_k = g\bar{I}_0 z_k$ на длине продольной корреляции накачки $z_k = (k\theta^2)^{-1}$ мал по сравнению

с единицей. В этом случае поле $E = \sum_{l=0}^n \sigma_l E_l + \tilde{E}$ ($\int E_l^* \tilde{E} ds = 0$) удобно представить

в виде суммы конечного числа ортогональных согласованных мод E_l ($\hat{L}E_l = 0$, $\int E_l E_k^* ds = \delta_{lk} P_l$) и составляющей \tilde{E} , характеризующей усиление слабоскоррелированных с накачкой волн. Первая из выделенных мод E_l совпадает с E_0^* . Каждая последующая мода E_l определяется таким образом, чтобы в области максимального усиления (т. е. в центре фокальной перетяжки, откуда отсчитывается координата z) она совпала с ортогональной ко всем предыдущим модам E_j ($j < l-1$) составляющей поля поляризации, наведенного при «рассеянии» на неоднородном профиле усиления gI_0 моды E_{l-1} (шумовой компонентой в поле поляризации, вклад от которой пропорционален M_k , пренебрегается):

$$E_l = \frac{ik}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 r'_{\perp} \exp \left[\frac{ik}{2z} (r_{\perp} - r'_{\perp})^2 \right] 2g\bar{I}_0(r'_{\perp}, 0) E_{l-1}(r'_{\perp}, 0) - \sum_{k=0}^{l-1} A_{k, l-1}(0) E_k. \quad (2)$$

Коэффициенты σ_l связаны системой уравнений

$$\frac{d\sigma_l}{dz} = \sum_{k=0}^n A_{lk} \sigma_k + \frac{g}{P_l} \int I_0 E_l^* \tilde{E} ds, \quad A_{lk} = \frac{g}{P_l} \int I_0 E_k E_l^* ds, \quad (3)$$

а составляющая \tilde{E} удовлетворяет уравнению

$$\hat{L}\tilde{E} - \sum_{l=0}^n \frac{gE_l}{P_l} \int ds I_0 E_l^* \tilde{E} = F, \quad (4)$$

где F — известная функция E_l , A_{lk} и σ_l . При указанном выше выборе согласованных мод E_l значения коэффициентов A_{lk} тем меньше, чем сильнее отличаются их индексы или чем больше номер индекса. Это позволяет рассмотреть отдельно вклад в поле E от нескольких первых сильно связанных мод E_l и от составляющей \tilde{E} (для ВР сфокусированного пучка достаточно ограничиться исследованием взаимодействия трех-четырёх мод E_l ; учет большего числа мод при $\bar{M} \lesssim 20$ практически не изменяет оценки инкремента).

Оказывается, что для расходящегося из фокальной плоскости многомодового пучка с гауссовой огибающей относительное превышение $\Delta M = M - \bar{M}$ полного инкремента выделенных мод E_l над значением $\bar{M} = 2g \int_{-\infty}^z \bar{I}_0(0, z) dz$, рассчитанным по ус-

редненному профилю приосевой интенсивности, уменьшается с увеличением z от $\frac{\Delta M}{\bar{M}} \approx 1$ при $z \ll \frac{L_\Phi}{2}$ до $\frac{\Delta M}{\bar{M}} \sim 0,25 + 0,3$, при $z \gg \frac{L_\Phi}{2}$ (по данным численного счета

для $n \leq 4$; $\bar{M} = 10 + 20$). Однако при $\bar{M} \rightarrow \infty$ $\frac{\Delta M}{\bar{M}} \rightarrow 1$ для любых z . Относительный вес

$\varepsilon = |\sigma_0|^2 P_0 \left[\sum_{i=0}^n |\sigma_i|^2 P_i + \tilde{P} \right]^{-1}$ моды E_0^* возрастает с увеличением z до величины,

близкой к 1 (для $z \gg \frac{L_\Phi}{2}$). При $\theta/\theta_d > \bar{M} e^{\Delta M/2}$ дискриминация инкрементов не

обеспечивает воспроизведения моды E_0^* и основной вклад в поле E дает составля-

ющая \tilde{E} . В этом случае при $\bar{M} M_n \ll 1$ или для сфокусированного пучка при $\theta/\theta_d \gg \bar{M}^2$

(последнее условие вплоть до $\bar{M} < 25$ является более жестким, чем условие воспроиз-

ведения $\theta/\theta_d > \bar{M} e^{\Delta M/2}$), составляющая \tilde{E} может усилиться почти без искажений [2, 3].

Значение P_n определяется из условия $M = M_n$ ($M_n \approx 25 + 30$ — пороговое значение инкремента для моды, подобной накачке) и равно $P_n \approx \frac{0,8 M_n \theta}{2 k g \theta_d}$ (см. сплошную кривую на рис. 2). Таким образом, эксперименты и теоретические расчеты ВР показывают, что в сфокусированных многомодовых пучках относительное превышение инкремента для моды, подобной накачке, $\sim 25 - 30\%$, что в несколько раз меньше соответствующей величины для световода, где она достигает 100% [1, 4, 5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Я. Зельдович, В. И. Поповичев, В. В. Рагульский, Ф. С. Файзуллоев, Письма в ЖЭТФ, 15, 160 (1972).
2. А. А. Бетин, Г. А. Пасманик, Письма в ЖЭТФ, 23, 577 (1976).
3. Г. А. Пасманик, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 17, № 7, 970 (1974).
4. В. Г. Сидорович, ЖТФ, 46, 2168 (1976).
5. И. М. Бельдюгин, М. Г. Галушкин, Е. М. Земсков, В. И. Мандросов, Квантовая электроника, 3, № 11, 2467 (1976).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
30 декабря 1976 г.

УДК 538.574.4

К ВОПРОСУ ОБ УСИЛЕНИИ РАССЕЯНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

А. С. Гурвич, С. С. Кашкаров

1. В работах [1, 2] показано, что в некоторых случаях при рассеянии волны от точечного источника на телах, находящихся в среде с крупномасштабными случайными неоднородностями показателя преломления, при углах рассеяния $\vartheta \approx \pi$ средняя интенсивность рассеянного поля в неоднородной среде $\langle I_s \rangle$ превышает интенсивность рассеянного поля в вакууме (однородной среде) I_{s0} :

$$\langle I_s \rangle = N(\rho) I_{s0}, \quad (1)$$

где $N(\rho)$ — фактор усиления, зависящий от расстояния ρ между источником и точкой наблюдения рассеянного сигнала, а также от размеров рассеивателя. Для точечного рассеивателя и точки наблюдения, расположенной в плоскости, перпендикулярной направлению от источника к рассеивателю, в [1] получено выражение для $N(\rho)$:

$$N(\rho) = 1 + B_I(\rho), \quad (2)$$