

## ФАЗОВОЕ СОПРЯЖЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В ПРОСВЕТЛЯЮЩИХСЯ СРЕДАХ

*Е.В.Ивакин, В.Г.Коптев, А.М.Лазарук,  
И.П.Петрович, А.С.Рубанов*

Экспериментально обнаружен эффект формирования волны фазово-сопряженной (обращенной) по отношению к полю накачки при взаимодействии встречных световых пучков с просветляющимся раствором красителя.

В работе показана возможность формирования обращенной волны в динамических объемных структурах (безопорных голограммах), индуцируемых в просветляющихся резонансных средах излучением накачки с широким угловым спектром. В отличие от родственного эффекта обращения волнового фронта при ВРМБ [1], ВКР' [2] и суперлюминесценции [3] данное явление не связано с усилением, а обусловлено аномально низким поглощением фазово-сопряженной волны и эффективно протекает при совпадении частот сигнальной и обращенной волн.

Для иллюстрации различия в поглощении обращенной волны по сравнению с любой другой, некоррелированной с накачкой, пространственной конфигурацией встречного поля рассмотрим следующую модельную задачу. Пусть поле накачки  $\mathcal{E}_L(\mathbf{r}_\perp, z)e^{+ikz}$  представляет собой суперпозицию множества плоских волн со случайными фазами и в любом сечении  $z = \text{const}$  имеет однородное гауссово статистическое распределение со средней плотностью энергии  $\langle W_L \rangle$ . Локальный коэффициент поглощения слабого считывающего поля  $\mathcal{E}_S(\mathbf{r}_\perp, z)e^{-ikz}$  в рамках двухуровневой модели резонансной среды описывается выражением

$$g(W_L) = \frac{g_0}{(1 + \alpha W_L)^2}, \quad (1)$$

где  $g_0$  — линейный коэффициент поглощения,  $\alpha$  — параметр насыщения. По аналогии с работами [4, 5], усреднение величины  $g(W_L) |\mathcal{E}_S|^2$  по сечению дает оценку коэффициента поглощения обращенной ( $\mathcal{E}_S \sim \mathcal{E}_L^*$ )  $G_c$  и некоррелированной ( $\int d^2\mathbf{r}_\perp, \mathcal{E}_S \mathcal{E}_L = 0$ )  $G_u$  конфигураций считывающего поля

$$G_c(\langle W_L \rangle) = \frac{g_0}{\alpha^2 \langle W_L \rangle^2} \left[ \left( 1 + \frac{1}{\alpha \langle W_L \rangle} \right) \exp\left( \frac{1}{\alpha \langle W_L \rangle} \right) E_1\left( \frac{1}{\alpha \langle W_L \rangle} \right) - 1 \right],$$

$$G_u(\langle W_L \rangle) = \frac{g_0}{\alpha \langle W_L \rangle} \left[ 1 - \frac{1}{\alpha \langle W_L \rangle} \exp\left( \frac{1}{\alpha \langle W_L \rangle} \right) E_1\left( \frac{1}{\alpha \langle W_L \rangle} \right) \right];$$

здесь  $E_1(\ )$  – интегральная показательная функция. При любых плотностях энергии накачки  $G_c < G_u$  (рис. 1) и выделение обращенной волны происходит вследствие подавления некоррелированной части считающегося поля в слое нелинейного вещества с достаточно большим интегральным поглощением.

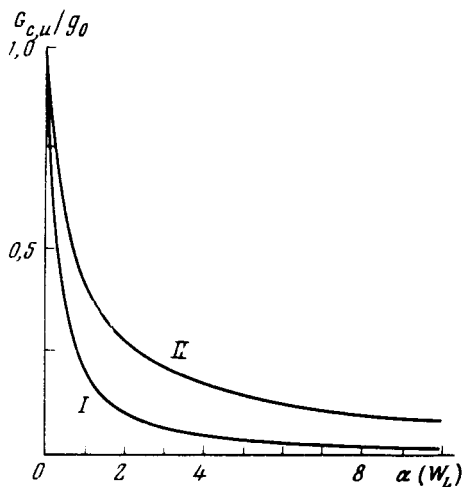


Рис. 1. Зависимость усредненных коэффициентов поглощения  $G_c$  (I) и  $G_u$  (II) от плотности энергии накачки

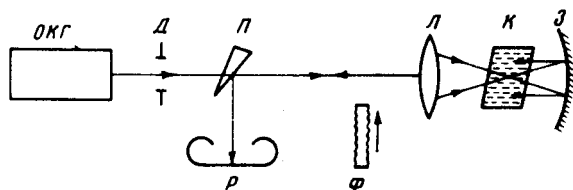


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

В эксперименте в качестве накачки использовался пучок излучения второй гармоники ( $\lambda = 532$  нм) одномодового лазера на иттрий-алюминиевом гранате с длительностью импульса  $\sim 20$  нсек. Диафрагма  $D$  диаметром 1,2 мм вырезала центральную часть пучка с угловой расходимостью 1 мрад. После прохождения элементов оптической схемы (рис. 2) излучение фокусировалось линзой  $L$  ( $F = 35$  мм, апертура 20 мм) в кювету  $K$  (длина 18 мм) с этанольным раствором родамина-6G ( $g_0 = 12$  см $^{-1}$ ). Для подавления люминесценции красителя в раствор вводился тушитель —  $KJ$ . Фазово-сопряженная волна формировалась из излучения накачки, прошедшего через кювету и отраженного зеркалом  $З$  в обратном направлении. Излучение, распространяющееся назад, отводилось стеклянным клином  $П$  на систему регистрации. Мощность накачки ( $\sim 10$  кВт) была ниже порога возникновения ВРМБ. Без зеркала сигнал в обратном направлении отсутствовал.

При фокусировке в кювету неискаженного лазерного пучка раствор красителя просветлялся и пропускание накачки составляло  $\sim 20\%$ . Направление распространения и расходимость  $\sim 1$  мрад излучения назад не зависели от положения и радиуса кривизны зеркала  $З$ , что указывает на обращенный характер распространяющейся назад волны. Та-

кие же результаты получались при замене зеркала на диффузно отражающий экран. В эксперименте воспроизводилась не только расходимость, но и структура лазерного поля. При внесении в лазерный пучок сеточки (размер ячейки 0,25 мм), ее изображение восстанавливалось обращенной волной (рис. 3, б). В пределах погрешности эксперимента все излучение назад имело обращенный волновой фронт.

Неоднородная фазовая пластинка  $\Phi$  искажала волновой фронт лазерного пучка с увеличением расходимости примерно в 30 раз. В этом случае только часть излучения назад (порядка нескольких процентов) имеет обращенный волновой фронт и после обратного прохождения фазовой пластинки преобразуется в пучок с исходной расходимостью (рис. 3, в). Некоррелированная часть излучения равномерно рассеивалась в угле около 30 мрад, образуя диффузный фон малой яркости. Как и при суперлюминесценции [3, 5], относительно невысокая дискриминация некоррелированной составляющей считывающего поля связана с насыщающимся характером зависимости  $g(W_L)$  (1).

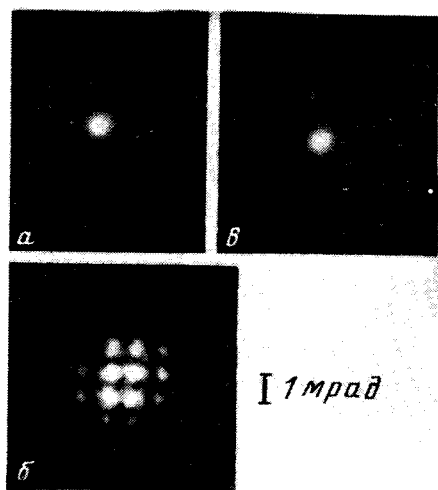


Рис. 3. Фотографии дальней зоны обращенного светового пучка в отсутствие (а) и при внесении (в) фазовой пластинки; (б) — восстановленное изображение сеточки

Качественный эксперимент, осуществленный по этой же схеме с непросветляющимся поглотителем (раствор  $J_2$  в этаноле), показал, что нестационарное вынужденное температурное рассеяние [6] в данных условиях вносит малосущественный вклад в формирование фазово-сопряженной волны. Если в кювете  $K$  находился чистый этанол, выделения обращенной волны из шумов не происходило.

Качественный эксперимент, осуществленный по этой же схеме с непросветляющимся поглотителем (раствор  $J_2$  в этаноле), показал, что нестационарное вынужденное температурное рассеяние [6] в данных условиях вносит малосущественный вклад в формирование фазово-сопряженной волны. Об этом, в частности, свидетельствует наличие сильного фона при обращении неискаженного лазерного пучка. Если в кювете  $K$  находился чистый этанол, выделения обращенной волны из шумов не происходило.

В заключение следует отметить, что рассмотренный эффект обладает рядом достоинств — низким порогом, отсутствием сдвига частоты

и т. д. — по сравнению с другими нелинейно-оптическими методами обращения волнового фронта. Используемая в работе ячейка — линза, кювета с насышающейся резонансной средой, зеркало — наряду со свойствами фазосопрягающего зеркала обладает свойствами пассивного затвора и, по-видимому, сможет найти применение в лазерных системах. †

Институт физики  
Академии наук Белорусской ССР

Поступила в редакцию  
14 августа 1979 г.

### Литература

- [1] В.Н.Блашук, Б.Я.Зельдович, Н.А.Мельников, Н.Ф.Пилипецкий, В.И.Поповичев, В.В.Рагульский. Письма в ЖЭТФ, 3, 211, 1977.
  - [2] Б.Я.Зельдович, Н.А.Мельников, Н.Ф.Пилипецкий, В.В.Рагульский. Письма в ЖЭТФ, 25, 41, 1977.
  - [3] В.Г.Коптев, А.М.Лазарук, И.П.Петрович, А.С.Рубанов. Письма в ЖЭТФ, 28, 468, 1978.
  - [4] Б.Я.Зельдович, Н.Ф.Пилипецкий, В.В.Рагульский, В.В.Шкунов. Квантовая электроника, 5, 1800, 1978.
  - [5] А.М.Лазарук. Квантовая электроника, 6, 1770, 1979.
  - [6] А.М.Духовный, Д.И.Стаселько. Письма в ЖТФ, 4, 354, 1978.
-