

ОСОБЕННОСТИ САМОДИФРАКЦИИ САМОПЕРЕСЕКАЮЩЕГОСЯ  
СВЕТОВОГО ПУЧКА

М. Абдурахманов, О.П. Заскалько, И.Г. Кузнецов

*Исследуется самодифракция самопересекающегося светового пучка в среде с локальным откликом. Показано, что на временах, меньших времени релаксации наведенной решетки  $\tau$ , энергообмен всегда направлен в сторону пучка, проходящего слой среды повторно, а в случае теплового механизма оптической нелинейности он сохраняется на временах, много больших  $\tau$ , вследствие однородного нестационарного прогрева среды.*

В связи с проблемой обращения волнового фронта лазерного излучения в последнее время возник интерес к схеме четырехволнового смещения с самопересечением пучка накачки [1]. В этой схеме интерференционная структура, возникающая в области самопересечения, индуцирует в оптически нелинейной среде объемную решетку диэлектрической проницаемости, дифракция на которой может приводить к обмену энергией между записывающими ее пучками, т.е. к самодифракции. Как известно [2], энергообмен между световыми пучками в процессе самодифракции возникает только при наличии сдвига фаз между интерференционным полем и наведенной решеткой диэлектрической проницаемости. Самодифракция попутных волн до сих пор исследовалась лишь в схеме, когда пучки заводятся в среду независимо друг от друга. При этом оказалось, что в средах с локальным откликом энергообмен возможен только между пучками неравной интенсивности и только на временах, сравнимых с временем релаксации наведенной решетки, причем перекачка энергии идет из сильного пучка в слабый. Как будет показано ниже, самодифракция самопересекающегося светового пучка имеет качественно иной характер.

В эксперименте сходящийся пучок одночастотного одномодового неодимового лазера самопересекался в кювете с раствором хлористой меди в этиловом спирте с пропусканием около 50% и толщиной  $l = 1$  см (рис. 1), причем диаметр пучка на первом проходе через кювету составлял 4 мм, на втором — 2,5 мм. Угол схождения пучка в области самопересечения был равен 0,1 рад. Одновременная регистрация сигналов, связанных с лазерным пучком как до попадания в кювету, так и после одного и двух проходов через слой среды, осуществлялась с помощью фотоэлементов Ф1-Ф3 типа ФК-19, подключенных к запоминающему осциллографу С8-14.

Было выполнено две серии опытов. В первой серии прошедший через кювету лазерный пучок в петле обратной связи сильно ослаблялся фильтром Н2 с пропусканием 6%. На рис. 2 показана полученная в этом

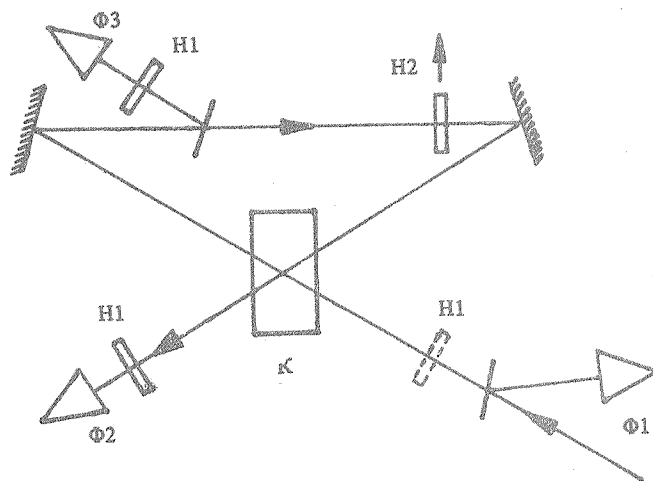


Рис. 1. Схема эксперимента: К — кювета с раствором, Ф1-Ф3 — фотоэлементы, Н1, Н2 — нейтральные фильтры.

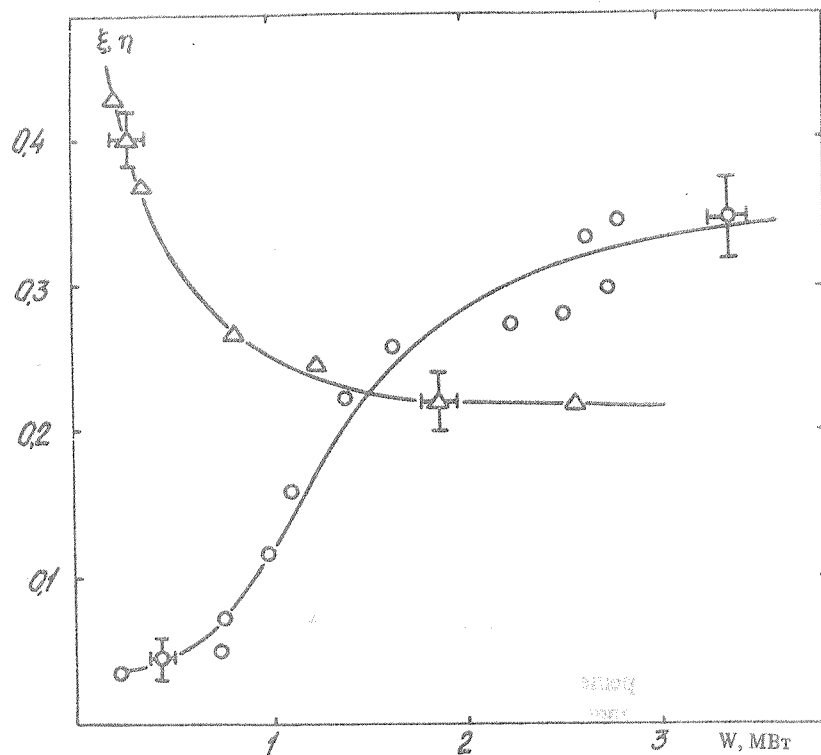


Рис. 2. Зависимость эффективности самодифракции  $\eta$  (о) и относительного ослабления интенсивности излучения в петле обратной связи  $\xi$  ( $\Delta$ ) от мощности лазерного импульса  $W$ .

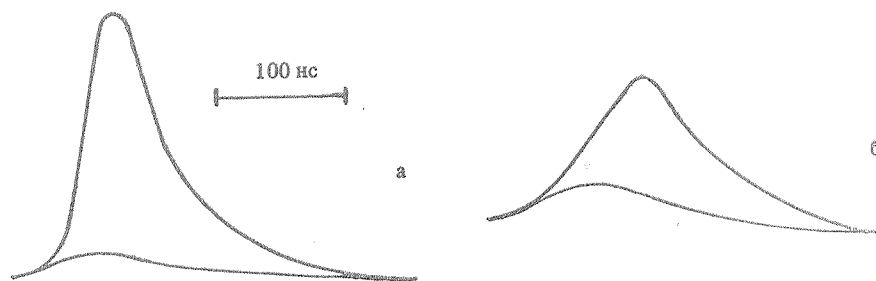


Рис. 3. Динамика самодифракции при  $W = 2,0$  МВт (а) и при  $W = 0,8$  МВт (б).

случае зависимость эффективности самодифракции  $\eta$  от мощности падающего на кювету лазерного импульса  $W$ . Под  $\eta$  мы понимаем отношение пиковой мощности дважды прошедшего кювету лазерного пучка к мощности падающего на кювету излучения. Видно, что с ростом  $W$  эффективность самодифракции возрастает, достигая  $\eta = 0,3$  при  $W = 2$  МВт. С учетом пропускания кюветы и уменьшения диаметра лазерного пучка на втором проходе получается, что интенсивность выходящего из кюветы излучения более чем на порядок превышает интенсивность пучка после первого прохода через слой среды. Это обстоятельство указывает на однонаправленность перекачки энергии из пучка, совершающего первый проход через кювету, в пучок, повторно проходящий слой среды.

Динамика самодифракции изучалась методом повторной записи сигнала [3] после перестановки фильтра Н1 с фотоприемника Ф2 на падающий на кювету лазерный пучок. При неизменной амплитуде лазерного импульса, контролируемой фотозлементом Ф1, изменение амплитуды и формы регистрируемого Ф2 сигнала обусловлено в этом случае нелинейным самовоздействием лазерного пучка в среде. На полученных

таким образом осциллограммах (рис. 3) наблюдалось характерное запаздывание максимума интенсивности светового пучка, выходящего из кюветы после самопересечения, по отношению к максимуму падающего, обусловленное инерционностью решетки.

Во второй серии опытов фильтр Н2 отсутствовал и изучалось относительное ослабление интенсивности излучения  $\xi$  в петле обратной связи в зависимости от мощности лазерного импульса  $W$ . Из рис. 2 следует, что увеличение  $W$  до 1,5 МВт приводит к двукратному уменьшению  $\xi$ . Если учесть уменьшение диаметра лазерного пучка на втором проходе через кювету, это соответствует практически полному истощению его в области самопересечения. На осциллограммах прошедшего через кювету излучения, регистрируемого фотозаписью по указанной выше методике, нелинейное затухание также наблюдалось с запаздыванием. Однако теперь оно проявлялось в сдвиге максимума интенсивности прошедшего через кювету излучения к началу импульса при увеличении его мощности на входе.

Система уравнений, описывающая эволюцию электрического поля световой волны на первом ( $i = 1$ ) и втором ( $i = 2$ ) проходе через среду имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial z} E_i - \frac{a}{2} E_i = i \frac{\omega}{2nc} \delta\epsilon_{ij} E_j, \quad (1)$$

где  $a$  — коэффициент поглощения. Возмущения диэлектрической проницаемости  $\delta\epsilon_{ii}$  и  $\delta\epsilon_{ij}$  ( $i \neq j$ ) обусловлены соответственно однородным и пространственно модулированным нагревом среды световым полем:

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta\epsilon_{ii} = \kappa_0 (|E_1|^2 + |E_2|^2); \quad \left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau} \right) \delta\epsilon_{ij} = \kappa_1 E_i E_j^*. \quad (2)$$

Здесь  $\kappa_{0,1} = (acn/8\pi\rho C_p) (\partial\epsilon/\partial T)_{0,1}$ ,  $\rho C_p$  — теплоемкость единицы объема. Наличие индексов "0" и "1" учитывает различие пространственных масштабов нагрева среды — если успевает произойти тепловое расширение, то под  $\partial\epsilon/\partial T$  следует понимать  $(\partial\epsilon/\partial T)_p$ , в противном случае —  $(\partial\epsilon/\partial T)_v$ . Начальные и граничные условия примем в виде:  $\delta\epsilon_{ij}(z,0) = 0$ ,  $E_1(0,t) = E(t)$ ,  $E_2(0,t) = \gamma E_1(t)$ , где  $\gamma$  — эффективный коэффициент отражения системы зеркал.

Решение системы уравнений (1), (2) в приближении слабой нелинейности запишем, полагая  $\kappa_0 \ll \kappa_1$ . Последнее условие реализуется в нашем эксперименте, поскольку на диаметре лазерного пучка в течение импульса не успевает произойти тепловое расширение. Тогда, для краткости полагая также  $al \ll 1$ , во вто-

ром порядке теории возмущений по параметру  $g \int_{-\infty}^t I(t') dt'/\tau$  для интенсивности, например, пучка 1 имеем:

$$I_1(z,t) = I(t) \left\{ 1 - g^2 z [(2l-z)|r|^2 + z] (\Phi^2(t) - \psi(t)) \right\}, \quad (3)$$

где  $g = (a\omega\pi/2cn\rho C_p) (\partial\epsilon/\partial T)_p$ ,  $I(t) = (cn/8\pi)|E(t)|^2$ ,  $\Phi(t) = \int_{-\infty}^t I(t') e^{\frac{t'-t}{\tau}} dt'/\tau$ ,  $\psi(t) = \int_{-\infty}^t I(t') \Phi(t') e^{\frac{t'-t}{\tau}} dt'/\tau$ . Из выражения (3) следует, что направление перекачки энергии не зависит от начального соотношения интенсивностей пучка на первом и втором проходе, т.е. от величины  $|r|^2$ , а определяется знаком разности  $\Phi^2 - \psi$ . Нетрудно показать, что для импульсов с длительностью меньшей времени релаксации наведенной решетки  $\tau$  эта разность всегда положительна, следовательно, перекачка энергии происходит в пучок, проходящий слой среды повторно. Из выражения (3) также следует, что энергообмен между пучками прекращается при  $t \gg \tau$ . Если учесть однородный нестационарный нагрев среды, то энергообмен сохраняется вследствие появления локальной разности частот световых волн на первом и втором проходе. В этом случае удастся получить нелинейное решение системы (1), (2), которое при  $al \ll 1$  и  $\kappa_0 = \kappa_1$  имеет вид:

$$\frac{I_1(z)}{N - I_1(z)} = \frac{I}{N - I} \exp \left[ - \frac{2g^2 N^2 l z}{1 + (gNI)^2} \right]; \quad I_1(z) + I_2(z) = N. \quad (4)$$

Константа  $N$  определяется граничными условиями. В частности, при  $|r|^2 \ll 1$   $N \approx 1$ , тогда  $I_2^{\max} < |r|^2 I^2$ .

Мы полагаем, что подобная самодифракция будет являться причиной снижения эффективности генерации обращенной волны в схеме с самопересечением пучка накачки, вследствие уменьшения доли излучения, попадающего в петлю обратной связи.

Высокая эффективность и направленность энергообмена делают эту схему самодифракции перспективной для динамической самокоррекции волнового фронта светового пучка. С этой целью в петлю обратной связи следует поместить пространственно-угловой фильтр.

Авторы выражают благодарность И.Л. Фабелинскому за обсуждение работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б е л ь д ю г и н И. М. и др. Квантовая электроника, 12, 2394 (1985).
2. В и н е ц к и й В. Л. и др. УФН, 129, 113 (1979).
3. З а с к а л ь к о О. П. и др. Квантовая электроника, 14, 1160 (1987).

Поступила в редакцию 28 мая 1987 г.