

Особенности самодифракции пересекающегося светового пучка

М.Абдурахманов

А.Икрамов

Ф.Мелиев

З.У.Маматов

С.Х.Зоиров

s.zoirov88.fizik@gmail.com

Узбекско-Финляндский педагогический институт

Аннотация: Исследуется самодифракция самопересекающегося светового пучка в среде с локальным откликом. Показано, что на временах, меньших времени релаксации наведённой решетки τ , энергообмен всегда направлен в сторону пучка, проходящего слой среды повторно, а в случае теплового механизма оптической нелинейности он сохраняется на временах, много больших τ , вследствие однородного нестационарного прогресса среды.

Ключевые слова: самодифракция, энергообмен, самокоррекция, наведённой решетки

Features of self-diffraction of an intersecting light beam

M.Abdurakhmanov

A.Ikramov

F.Meliev

Z.U.Mamatov

S.Kh.Zoirov

s.zoirov88.fizik@gmail.com

Uzbek-Finland Pedagogical Institute

Abstract: The self-diffraction of a self-intersecting light beam in a medium with a local response is studied. It is shown that at times shorter than the relaxation time of the induced grating τ , energy exchange is always directed towards the beam passing through the layer of the medium repeatedly, and in the case of the thermal mechanism of optical nonlinearity, it persists at times much greater than τ , due to uniform non-stationary heating of the medium.

Keywords: self-diffraction, energy exchange, self-correction, induced grating

В связи с проблемой обращения волнового фронта лазерного излучения в последнее время возник интерес к схеме четырехволнового смещения с самопересечением пучка накачки [1,4]. 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 само пересекался 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 случае зависимость эффективности самодифракции η от мощности падающего на кювету лазерного импульса W .

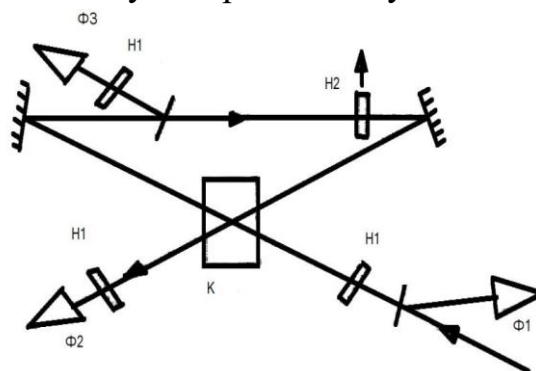


Рис. 1. Схема эксперимента: К - кювета с раствором, Ф1-Ф3 - фото-элементы, Н1, Н2 - нейтральные фильтры.

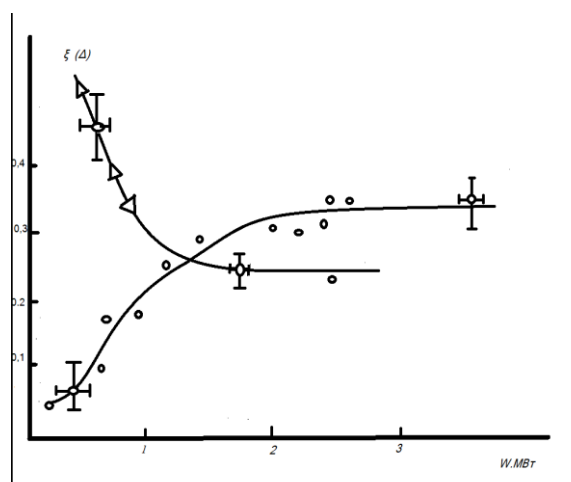


Рис. 2. Зависимость эффективности самодифракции η (o) и относительного ослабления интенсивности излучения в петле обратной связи ξ (Δ) от мощности лазерного импульса W .

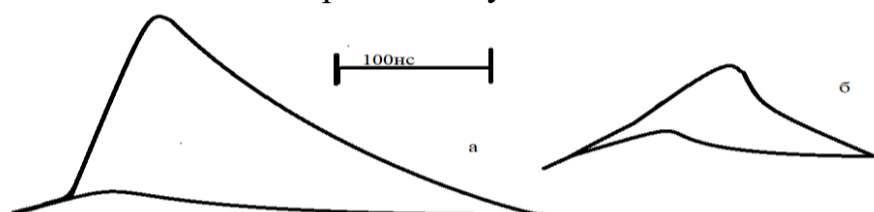


Рис. 3. Динамика самодифракции при $W = 2,0$ МВт (а) и при $W=0.8$ МВт (б) .

Под η 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 $\eta \sim 0,3$ при $W = 2$ МВт. С учетом пропуска 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 в одно направлении 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 и падающий на кювету лазерный пучок. При неизменной амплитуде лазерного импульса, контролируемой фотоэлементом 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 ξ 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. 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 фотоэлементом ФЭ 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:

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

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

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta e_{ii} = k_0 (|E_1|^2 + |E_2|^2); \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{T} \right) \delta e_{ij} = k_1 E_i E_j. \quad (2)$$

Здесь $k_{0,1} = (acn/8\pi\rho C_p)(\partial e/\partial T)_{0,1}$, C_p - теплоемкость единицы объема. Наличие индексов "0" и "1" учитывает различие пространственных масштабов нагрева среды - если успевают произойти тепловое расширение, то под $\partial e/\partial T$ следует понимать $(\partial e/\partial T)_p$, в противном случае - $(\partial e/\partial T)_v$. Начальные и граничные условия примем в виде:

$$\delta e_{ij}(z, 0) = 0, E_1(0, t) = E(t), E_2(0, t) = rE_1(\ell, t),$$

где r -эффективный коэффициент отражения системы зеркал.

Решение системы уравнений (1), (2) в приближении слабой нелинейности запишем, полагая $k_0 \ll k_1$. Последнее условие реализуется в нашем эксперименте, поскольку на диаметре лазерного пучка в течение импульса не успевают произойти тепловое расширение. Тогда, для краткости полагая также $a\ell \ll 1$, во

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

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

$$\text{где } g = (a\omega\pi/2cn\rho C_p)(\partial e/\partial T)_p,$$

$$I(t) = (cn/8\pi)|E(t)|^2, \Phi(t) = \int_{-\infty}^t I(t')e^{\frac{t'-t}{r}} dt'/r, \Psi(t) = \int_{-\infty}^t I(t')\Phi(t')e^{\frac{t'-t}{r}} dt'/r.$$

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 наведённой решетки τ 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 $a\ell \ll 1$, $k_0 = k_1$ имеет вид:

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

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

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.

В настоящее время процессы самодифракции света также широко изучаются в программе LabWIEV. [5].

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.

Использованная литература

1. Днепровский В.С., Жуков Е.А., Козлова М.В., Wumaier T., Hieu Dau Sy, Артемьев М.В. ФТТ, 52, 1809 (2010).
2. Н. Н. Жуков, О. П. Заскалько, И. Г. Кузнецов. Особенности нестационарного усиления шумовых волн при пересечении световых пучков. Квантовая электроника, 1990, том 17, номер 11, 1500–1505.
3. Заскалько О.П. и др. Квантовая электроника, 14,1160 (1987).
4. Абдурахманов М., Икрамов А., Каршибоев Ш.Э., Зоиров С.Х. О влиянии самодифракции опорных волн на четырехволновое смешение в средах с

инерционным откликом. Бухара, Узбекистан, 24-25 мая, 2023 г. С. 125-129.

5. Zoirov S.X., Muradov S.N., Sharafova T. Qarshiboev Sh. Fizik jarayonlarni LabieW dasturida modellashtirish.science and innovation. 2022.12.15. <https://doi.org/10.5281/zenodo.7440697>