

Пространственно-временная самоорганизация при двухволновом смещении в фоторефрактивной среде

П. А. Прудковский¹⁾

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 2003 г.

Исследуется нелинейная динамика процессов записи объемной голографической решетки при двухволновом смещении света в инерционных фоторефрактивных средах. Обнаружена возможность формирования квазирегулярной пространственно-временной зависимости дифракционной эффективности решетки, позволяющая объяснить экспериментально наблюдаемое нерегулярное поведение интенсивности дифрагировавшего света.

PACS: 42.40.Pa, 42.50.Lc, 42.65.Hw

Исследование фоторефракции, то есть процессов изменения показателя преломления среды под действием света, за последние десятилетия позволило обнаружить множество новых фоторефрактивных материалов, а также найти им самые разнообразные применения [1, 2]. Однако по мере развития технологии записи голограмм и хранения информации в подобных средах выясняется, что процессы волнового смещения подчас могут быть значительно более сложными, чем предполагалось ранее [3].

В данной работе мы обсудим определенные особенности волнового смещения в фоторефрактивной среде в процессе записи объемной голографической решетки двумя пересекающимися пучками света. Зависимость дифракционной эффективности записываемой решетки от времени при малых интенсивностях света или в средах со слабой фоторефрактивной нелинейностью имеет обычно относительно гладкий и практически монотонный характер [4, 5]. Однако увеличение интенсивности света или использование более сильных нелинейностей может сопровождаться возникновением резких перепадов эффективности дифракции, чувствительных к условиям проведения эксперимента. В работе будет показано, что подобное скачкообразное поведение дифракционной эффективности объемной голографической решетки отнюдь не случайно: оно является следствием формирования регулярной пространственно-временной структуры в процессе записи решетки в инерционной фоторефрактивной среде.

Описание модели. Рассмотрим стандартную модель процессов записи голографической решетки в среде с фоторефрактивным откликом. Два когерентных пучка света пересекаются в среде, образуя

интерференционную картину. Благодаря диффузии или фотогальваническому эффекту носители электрических зарядов начинают перераспределяться в среде, создавая электростатическое поле, модулирующее показатель преломления среды за счет электрооптического эффекта. Таким образом, состояние света и среды задается тремя полевыми комплексными переменными – медленно меняющимися амплитудами полей двух световых пучков $E_{1,2}(x, t)$ и амплитудой осциллирующего в пространстве электростатического поля $\mathcal{E}(x, t)$. Их эволюция во времени и в пространстве в приближении полностью прозрачной среды описывается системой уравнений в частных производных, которую можно привести к следующему виду [6–8]:

$$\frac{\tau_m \partial \mathcal{E}}{\partial t} + \mathcal{E} = \gamma E_1, E_2^*, \quad \frac{\partial E_2}{\partial x} = i \mathcal{E}^* E_1, \quad \frac{\partial E_1}{\partial x} = i \mathcal{E} E_2, \quad (1)$$

где $\tau_m = \varepsilon / 4\pi\sigma$ – характерное максвелловское время отклика среды, ε – ее диэлектрическая проницаемость, σ – проводимость, а $\gamma = G e^{i\varphi}$ – эффективный коэффициент фоторефракции, включающий в себя комбинацию компонент фотогальванического и электрооптического тензоров, а также коэффициент диффузии.

Из второго и третьего уравнений следует, что суммарная интенсивность света в системе постоянна: $|E_1|^2 + |E_2|^2 = \text{const} = I_0$. Учитывая этот закон сохранения, удобно сделать замену переменных $E_1 = \sqrt{I_0} e^{i\psi_1} \cos(\beta/2)$, $E_2 = \sqrt{I_0} e^{i\psi_2} \sin(\beta/2)$. В новых переменных система (1) сводится к виду

$$\frac{\partial Z}{\partial \tau} + Z = \sin \beta e^{-i\psi}, \quad \frac{\partial \beta}{\partial y} - i \text{tg} \beta \frac{\partial \psi}{\partial y} = -i Z e^{i(\psi+\varphi)}, \quad (2)$$

¹⁾e-mail pasha@qopt.phys.msu.ru

где введены переменные $Z = 2\mathcal{E}/\gamma I_0$, $\psi = \psi_2 - \psi_1$, а также новые масштабы времени и длины

$$\tau = t/\tau_m, \quad y = GI_0 x. \quad (3)$$

Таким образом, поведение системы качественным образом зависит от единственного параметра φ , определяющего соотношение между действительной и мнимой компонентами коэффициента фоторефракции γ . Изменение всех остальных параметров может быть учтено путем изменения пространственных и временных масштабов. В частности, изменение интенсивности света I_0 эквивалентно изменению толщины фоторефрактивной среды.

В случае чисто действительного γ , как известно из литературы [9, 10], записываемая голографическая решетка оказывается несмещенной относительно интерференционной картины. При этом стационарный энергообмен невозможен: после окончания процесса записи решетки интенсивности пучков света в фоторефрактивной среде не будут перераспределяться. Во всех прочих случаях интенсивность одного пучка будет перекачиваться в другой (в наших обозначениях при условии $0 < \varphi < \pi$ перекачка энергии будет идти из первого пучка света во второй).

В случае чисто мнимого коэффициента фоторефрактивной нелинейности $\varphi = \pi/2$ (соответствующего, в частности, диффузионному механизму фоторефракции) систему можно упростить: для этого имеется устойчивое решение вида $\arg Z = \pi n - \psi = \text{const}$. Оставшаяся часть системы (2) при этом сводится к единственному уравнению

$$\frac{\partial^2 \beta}{\partial y \partial \tau} + \frac{\partial \beta}{\partial \tau} = \sin \beta, \quad (4)$$

имеющему вид модифицированного уравнения синус-Гордона с дополнительной первой производной. Возможность получения аналитического решения как для этого уравнения, так и для полной системы (2), к сожалению, находится под сомнением, поэтому в данной работе мы ограничимся численными решениями.

Результаты численного интегрирования. Система уравнений (2) состоит из четырех действительных уравнений, в два из которых входят только временные производные, а в два других – только пространственные. Благодаря этому легко создать вычислительный алгоритм на основе численного интегрирования двух частей системы (2) как обычных дифференциальных уравнений и получить решение, задавая отношение интенсивностей $I_2/I_1|_{y=0} \equiv I_{02}/I_{01} = \text{tg}(\beta_0/2)$ и разность фаз

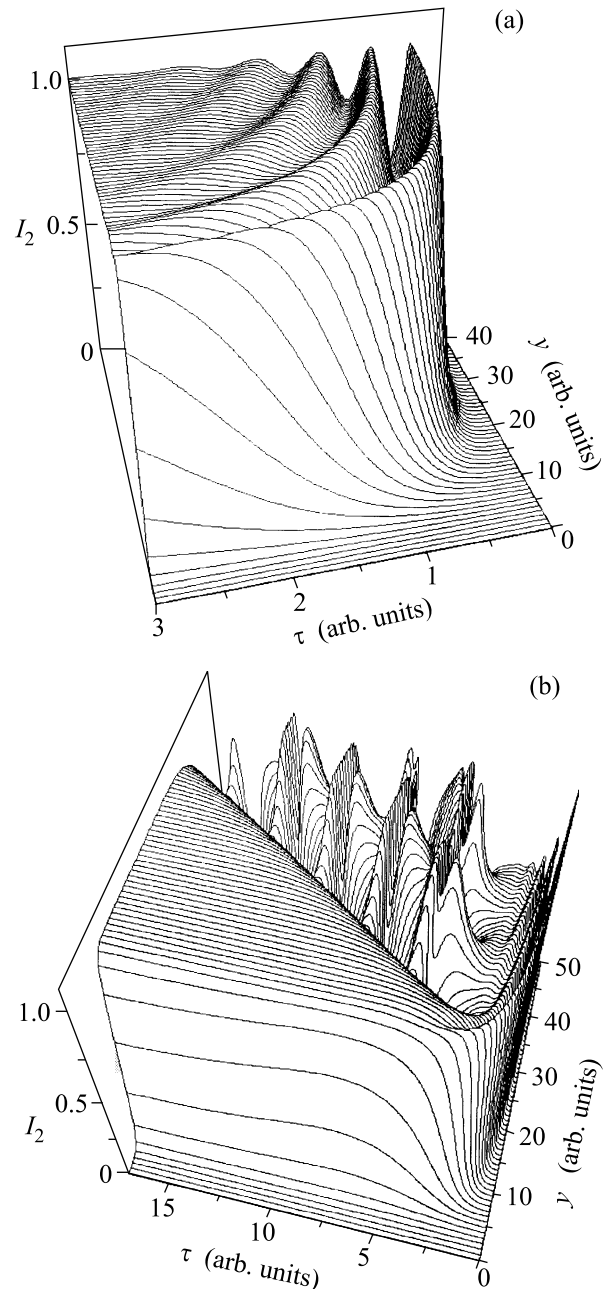


Рис.1. Трехмерный профиль зависимости интенсивности второго пучка света I_2 от времени τ и толщины фоторефрактивной среды y в случае: (а) чисто мнимого коэффициента фоторефрактивной нелинейности γ ($\varphi = \pi/2$); (б) равенства действительной и мнимой частей коэффициента фоторефрактивной нелинейности γ ($\varphi = \pi/4$)

полей $\psi|_{y=0} \equiv \psi_0$ двух световых пучков на входе в среду в качестве граничных условий и отсутствие электростатического поля \mathcal{Z} при $\tau = 0$ – в качестве начального. В результате численного интегрирования были получены пространственно-временные



Рис.2. Двумерное распределение интенсивности второго пучка света I_2 в зависимости от времени τ и толщины фоторефрактивной среды y при различных значениях фазы φ коэффициента фоторефрактивной нелинейности γ : (a) $\varphi = \pi/5$; (b) $\varphi = \pi/4$; (c) $\varphi = 3\pi/10$; (d) $\varphi = 2\pi/5$; (e) $\varphi = \pi/2$

зависимости интенсивности второго пучка света, нормированного на суммарную интенсивность I_0 , при граничных условиях $\psi_0 = 0$, $I_{02}/I_0 = 10^{-4}$ и различных значениях фазы коэффициента фоторефрактивной нелинейности φ . При столь малой начальной интенсивности второго пучка на входе его интенсивность на выходе является мерой дифракционной эффективности записанной решетки.

На рис.1а показан трехмерный профиль интенсивности второго пучка, полученный в случае полностью мнимого коэффициента γ ($\varphi = \pi/2$), показывающий ее зависимость одновременно и от времени, и от длины. Легко видеть, что полученное решение описывает гладкий рост интенсивности второго пучка на выходе из фоторефрактивной среды с небольшими затухающими осцилляциями вблизи максимума.

Именно такая зависимость считалась на заре фоторефракции классической для процессов записи голограмм и фотоиндуцированного рассеяния света [5].

Однако в общем случае поведение интенсивности света на выходе из фоторефрактивной среды может иметь значительно более сложный характер. На рис.1b показана аналогичная трехмерная зависимость интенсивности второго пучка при равенстве действительной и мнимой частей коэффициента γ ($\varphi = \pi/4$). Легко видеть, что на малых длинах эволюция интенсивности светового пучка почти не отличается от ситуации с чисто мнимым коэффициентом γ . Напомним, что в наших масштабах эффективная единица длины зависит как от суммарной интенсивности света, так и от величины фоторефрактивной нелинейности (3). Так как в ранних работах, посвященных фоторефракции, интенсивности лазерного пучка обычно не хватало для создания достаточно сильных световых полей, эффективные толщины фоторефрактивных сред были не очень велики, поэтому практически все наблюдаемые зависимости были гладкими и монотонными. Однако при больших длинах взаимодействия (или интенсивностях световых пучков) временные зависимости содержат сильно изрезанный участок, длина которого растет примерно пропорционально длине взаимодействия.

Рассмотрим серию пространственно-временных зависимостей интенсивности второго пучка при различных значениях фазы φ , представленных на рис.2 в виде двумерных распределений яркости (рис.2a соответствует рис.1a, а рис.2d – рис.1b). Легко видеть, что при наличии действительной части коэффициента фоторефракции всю τ - y -плоскость можно разбить на две области, разделенные практически прямой линией, выходящей из начала координат. В верхней области, прилегающей к временной оси, интенсивность I_2 быстро и более-менее монотонно возрастает и выходит в режим насыщения $I_2 = I_0$. В то же время в нижней области, прилегающей к пространственной оси, формируется сложная двумерная структура, имеющая регулярный квазипериодический характер. Необходимо отметить, что наклон линии, играющей роль границы областей, возрастает с уменьшением фазы φ .

Сравним теперь полученные результаты с экспериментальными данными.

Сравнение с экспериментом. Приведенные ниже экспериментальные зависимости получены в процессе ряда исследований двухволнового смешения, фотоиндуцированного рассеяния света и параметрического рассеяния голографического типа в фоторефрактивных кристаллах ниобата лития, легиро-

ванных атомами меди [11,12]. Два пучка света под малым углом сводились в фоторефрактивном кристалле, причем интенсивность одного из пучков была примерно на четыре порядка больше интенсивности другого. Максвелловское время в подобных кристаллах измеряется десятками минут и уменьшается с увеличением интенсивности света вследствие возрастания проводимости фотоэлектронов. По мере развития процесса записи голографической решетки часть интенсивности первого пучка начинает перекачиваться во второй.

Для сравнения с экспериментальными данными из полного решения системы (2) извлекались зависимости интенсивности $I_2(\tau)$ при различных фиксированных значениях эффективной толщины фоторефрактивной среды.

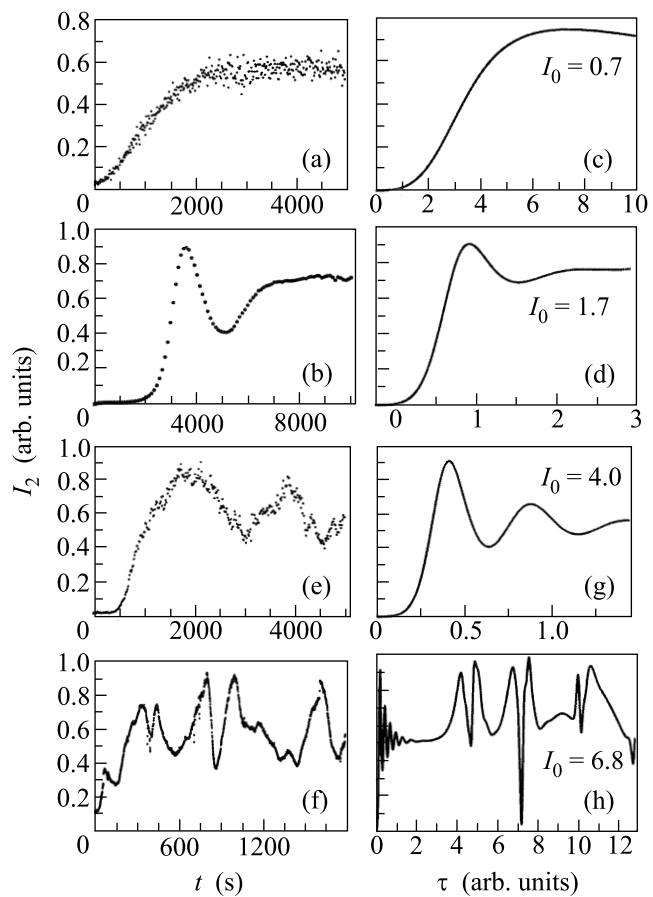


Рис.3. Сопоставление экспериментальных зависимостей интенсивности второго пучка света I_2 от времени (a, b, e, f) с аналогичными теоретическими зависимостями при различных значениях суммарной интенсивности света I_0 (c, d, g, h)

На рис.3a,b показаны экспериментальные зависимости интенсивности второго пучка света I_2 на выхо-

де из фоторефрактивного кристалла при относительно небольших значениях интенсивности первого пучка, а на рис.3с,d – сопоставленные им теоретические зависимости, взятые при различных эффективных значениях толщины кристалла. Как было отмечено выше, масштаб длины зависит от суммарной интенсивности света, поэтому возрастание эффективной толщины соответствует увеличению интенсивности первого пучка света при постоянной толщине кристалла. На рис.3е,f показаны экспериментальные, а на рис.3g,h – соответствующие теоретические зависимости при несколько больших значениях интенсивности первого пучка света: значение I_1 на рис.3е примерно на порядок превосходит интенсивность первого пучка на рис.3а, а I_1 на рис.3е в 10 раз больше аналогичной интенсивности, соответствующей графику на рис.3б. Из приведенных графиков видно, что теоретические зависимости, полученные в результате численного интегрирования системы (2), позволяют описать не только плавное развитие процесса энергообмена при малых интенсивностях накачки, но и резкие изменения дифракционной эффективности голографической решетки при больших интенсивностях света или толщинах фоторефрактивной среды (рис.3е).

Таким образом, в работе показано, что при условии комплексного характера коэффициента фоторефрактивной нелинейности и достаточно большой интенсивности накачки пространственно-временная зависимость дифракционной эффективности формирующейся голографической решетки может иметь сложную квазирегулярную структуру (рис.2), проявляющуюся в эксперименте в виде резких перепадов интенсивности дифрагировавшего света (рис.3е). Граница этой структуры на $\tau - y$ -плоскости имеет

вид прямой линии, выходящей из начала координат. Ее наклон оказывается связан с фазой коэффициента фоторефрактивной нелинейности, что, в принципе, дает оригинальный метод измерения соотношения действительных и мнимых частей компонент фотогоальванического тензора.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 02-02-16843 в рамках программы интеграции “Фундаментальная оптика и спектроскопия”.

1. T. R. Volk, N. V. Razumovski, A. V. Mamaev, and N. M. Rubinina, *JOSA* **B13**, 1457 (1996).
2. В. А. Выслоух, В. Кутузов, В. В. Шувалов, *Квантовая электроника* **23**, 157 (1996).
3. В. А. Выслоух, В. Кутузов, В. М. Петникова, В. В. Шувалов, *ЖЭТФ* **111**, 705 (1997).
4. F. S. Chen, J. T. La Macchia, and D. V. Fraser, *Appl. Phys. Lett.* **13**, 223 (1968).
5. К. Н. Забродин, А. Н. Пенин, *Квантовая электроника* **18**, 622 (1991).
6. M. Cronin-Golomb, J. O. White, B. Fisher, and A. Yariv, *Opt. Lett.* **7**, 313 (1982).
7. A. Novicov, S. Odoulov, O. Oleinik, and B. Sturman, *Ferroelectrics* **66**, 1 (1986).
8. П. А. Прудковский, О. В. Скугаревский, А. Н. Пенин, *Вестник МГУ, сер. физ.* **5**, 38 (1998).
9. Б. Я. Зельдович, *Краткие сообщ. по физ.* **5**, 20 (1970).
10. В. Л. Винецкий, Н. В. Кухтарев, С. Г. Одулов, М. С. Соскин, *УФН* **129**, 113 (1979).
11. П. А. Прудковский, О. В. Скугаревский, А. Н. Пенин, *ЖЭТФ* **112**, 1490 (1997).
12. П. А. Прудковский, А. Н. Пенин, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 660 (1999).