

УСЛОВИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ ВОЛНОВОДНЫХ РЕШЕНИЙ И УСИЛЕНИЕ СВЕТА ПРИ ПОЛНОМ ОТРАЖЕНИИ

В. В. Филиппов

В интерпретации генерации и аномально большого усиления света в условиях полного отражения от инверсионной среды (раствор родамина 6G) [1-3] существенную роль играет учет ее неоднородности [2]. Модель слоисто-неоднородной усиливающей среды позволяет не только получить большие теоретические значения коэффициента отражения $|R|^2$, близкие к экспериментальным ($\sim 10^3$). Для нее в принципе нет необходимости использовать нетрадиционный выбор решения для преломленной волны [4,5], когда поток энергии направлен не от границы раздела, а к границе [6], поскольку в слое всегда имеется какходящая от первой границы, так и подходящая (отраженная от второй границы) волны. При этом усиление отраженной волны обусловлено многократными отражениями внутри неоднородного усиливающего слоя; для простейшей модели плоскопараллельного слоя соответствующая оценка дает $|R|^2 \sim 700$ при коэффициенте усиления инверсионной среды $\sim 10 \text{ см}^{-1}$ [7]. Исследованию отражения от неоднородной усиливающей среды посвящено значительное число работ [5] и цитированную там литературу, направленных главным образом на выяснение возможностей получения в условиях полного отражения больших коэффициентов отражения, которые бы соответствовали экспериментально наблюдаемым. В настоящей статье показано, что с этой точки зрения оптимальными являются условия волноводного распространения света в неоднородном слое инверсионной среды, причем полное отражение необходимо лишь для возбуждения волновода. Заметим, что механизм волноводного распространения находится в соответствии с экспериментальными результатами и позволяет интерпретировать и другие наблюдаемые особенности отраженного света, например, увеличение $|R|^2$ с увеличением длины возбуждаемой области, структурные особенности отраженного света [2, 3].

Направим ось z декартовой системы координат по нормали к границе раздела вглубь инверсионной среды, ось x — вдоль линии пересечения плоскостей падения и границы. В случае границы раздела двух любых однородных сред коэффициент отражения $R(k_x)$ (k — волновой вектор падающей волны) по модулю всегда меньше единицы. Для слоистых или слоисто-неоднородных усиливающих сред $R(k_x)$ может принимать любые значения, в том числе и превышающие единицу. нас интересуют условия, когда $|R(k_x)|^2 \geq 1$, причем не будем ограничиваться только случаем усиливающих сред и вещественных значений k_x .

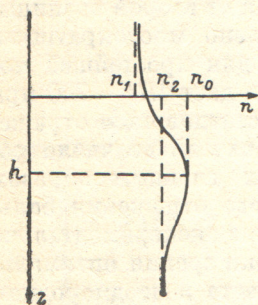
Рассмотрим предельный случай $R(k_x) = \infty$. В классе задач на отражение и преломление граничные условия для слоистой или слоисто-неоднородной среды представляют собой неоднородную систему алгебраических уравнений, решение которой для $R(k_x)$ выражается через детерминант $D(k_x)$ однородной системы уравнений, причем $R \sim D^{-1}$. Таким образом, $R \rightarrow \infty$, если $D \rightarrow 0$. Но при $D=0$ граничная задача на отражение и преломление теряет смысл, поскольку соответствующая система граничных условий является неопределенной. В то же время условие $D(k_x)=0$ является необходимым условием наличия ненулевых решений однородной системы граничных уравнений. Такая система уравнений получается при отсутствии падающей волны. Она представляет собой еще один класс граничных задач, связанных с существованием в слоистой системе волноводных решений. Условие $R(k_x) = \infty$ определяет дисперсионное уравнение для волноводных мод, которое в общем случае имеет не единственное решение. Так для слоя (среда 2) толщины d на подложке (среда 3) $R(k_x) = \infty$ при r_{12} и r_{23} — френелевские коэффициенты отражения на границах сред 2-1 и 2-3,

$$\alpha = k_2 d = ((k_2^2 - k_x^2)^{1/2} d), \quad 1 - r_{21} r_{23} \exp 2i\varphi = 0, \quad (1)$$

откуда следуют известные решения для ТЕ или ТМ волноводных мод [8], если вместо r_{21} и r_{23} подставить коэффициенты отражения для s - или p -составляющих соответственно. Кроме волноводных решений уравнение (1) при наличии в слое усиления содержит еще одно решение в виде однородных волн, распространяющихся по нормали к границам слоя. Это решение соответствует хорошо известному в теории лазеров условию самовозбуждения слоя активной среды. Других решений уравнение (1) не содержит. Таким образом, для слоистой системы условие $R(k_x) = \infty$ при $k_x \neq 0$ является необходимым условием существования в этой системе поверхностных или волноводных решений.

Известно, что волноводное распространение электромагнитных волн локализовано в области с повышенным значением показателя преломления. Рассмотрим возможность создания такой области в схеме эксперимента по генерации и усилению света в условиях полного отражения [1-3].

Основные механизмы изменения показателя преломления инверсной среды (красителя) n анализировались в [2, 7, 11]. Изменение n , обусловленное переходом молекул в возбужденное состояние, приводит к уменьшению n вблизи границы на величину $\sim 10^{-4}$ для спиртового раствора родамина 6G [7]. Второй механизм — опто-акустический эффект [9], когда за счет безызлучательной релаксации часть резонансно поглощенной энергии импульса накачки превращается в тепло. Возникающие при этом градиенты давления являются причиной генерации в растворе красителя акустической волны. Экспериментально исследовалась генерация акустических волн в растворе полиметинового красителя [10]. Простой расчет на основе формулы Лорентц-Лоренца и результатов этой работы дает изменение n в максимуме давления акустической волны



$\sim 2 \cdot 10^{-4}$, что соответствует расчетным значениям, полученным в [7] для раствора родамина 6G. Изменение показателя преломления, обусловленное опто-акустическим эффектом, смещается со временем в глубь инверсной среды со скоростью акустической волны. За время жизни молекул красителя в возбужденном состоянии ($\sim 10^{-8}$ с) это смещение порядка 15 мкм. Таким образом, результирующий профиль $n(z)$, учитывающий оба механизма изменения показателя преломления, описывается довольно сложной функцией, имеющей максимум, локализованный внутри инверсной среды. Приблизительно будем описывать этот профиль неоднородным слоем Эккарта, для которого в нашем случае имеем [8] (рисунок)

$$n^2(z) = n_0^2 + \left(\frac{n_0^2 - n_1^2}{n_0^2 - n_2^2} \right)^{1/2} \text{ch}^2 \delta \left[\text{th} \frac{z - h + \delta d}{d} - \text{th} \delta \right], \quad (2)$$

где $n_0 = n(h)$ — максимальное значение показателя преломления, $\delta = -(1/4) \times \ln [(n_0^2 - n_1^2)/(n_0^2 - n_2^2)]$, n_1^2 , n_2^2 — значения $n^2(z)$ при $z = \pm \infty$; величина d определяет толщину волноводного слоя. Пусть $n_0 = 1.36$; согласно расчетам [7], можно считать $n_0 - n_1 \sim 3 \cdot 10^{-4}$, $n_0 - n_2 \sim 10^{-4}$, $d \sim 5$ мкм. В соответствии со сказанным выше положим $h \sim 10$ мкм. Тогда без учета влияния призмы по формулам, приведенным в [8], получим, что слой может поддерживать 4—5 ТЕ волноводных мод. Минимальная толщина d , при которой возможно волноводное распространение, $\sim 2\lambda$. Коэффициент усиления волноводных мод можно считать равным коэффициенту усиления α инверсной среды, что справедливо ввиду его слабой зависимости от z в пределах волноводного слоя (зависимость α от z будет приводить к изменению толщины волноводного слоя). Поэтому при длине волноводного слоя 1 см и $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$ интенсивность волноводных мод может увеличиваться в 10^4 раз.

Приведенные выше расчеты справедливы только в случае волноводного распространения света. В экспериментах [1-3] на всей длине волноводного слоя, формируемого импульсом накачки, имелась призма полного отражения, показатель преломления которой n_n был больше, чем в волноводном слое. Поэтому в такой системе могут существовать только излучательные моды, усиление которых будет меньше, чем волноводных из-за утечки энергии из волно-

водного слоя в призму полного отражения. Иными словами, $|R|^2$ в этом случае может достигать больших значений, однако условие волноводного распространения $R=\infty$ не удовлетворяется. Действительно, соответствующий расчет [7] по формуле (1) дает $|R|^2=7 \cdot 10^2$. Очевидно, что уменьшая значение показателя преломления призмы, мы в конце концов реализуем условие $R=\infty$. Экспериментально как раз и наблюдается увеличение $|R|^2$ при уменьшении n_{\parallel} [2, 3]. Обратим также внимание на то, что как в экспериментах, так и в теоретических расчетах, большие значения $|R|^2$ достигаются при малой разности показателей преломления призмы и усиливающей среды (угол падения 89° и более [1, 2, 5], т. е. в условиях, близких к реализации волноводного распространения. При реализации же такого режима $|R|^2$ теряет смысл энергетического коэффициента отражения, поскольку, как указывалось выше, граничная задача на отражение и преломление не имеет решения. В этом случае экспериментально будет измеряться усиление света за счет волноводного распространения в инверсной среде, причем сама схема эксперимента должна быть такой, чтобы обеспечивать волноводный режим распространения. При этом будут реализованы оптимальные условия усиления для данной инверсной среды с точки зрения используемого объема инверсной среды и величины интенсивности излучения на выходе.

Автор признателен А. С. Рубанову и Б. А. Сотскому за полезное обсуждение результатов работы.

Литература

- [1] Б. Я. Коган, В. М. Волков, С. А. Лебедев. Письма ЖЭТФ, 16, 144, 1972.
- [2] С. А. Лебедев. Автореф. канд. дис., М., 1977.
- [3] С. А. Лебедев, Б. Я. Коган, В. А. Кизель. Тез. I Всес. конф. «Лазеры на основе сложных органических соединений и их применение». Душанбе, 1977.
- [4] Ю. Н. Лукьянов, В. Г. Панькин. Радиотехника и электроника, 24, 913, 1978.
- [5] Н. С. Петров, В. А. Шакин. Сб.: Ковариантные методы в теоретической физике. Оптика и акустика. Минск, 1980.
- [6] Г. Н. Романов, С. С. Шахиджанов. Письма ЖЭТФ, 16, 298, 1972.
- [7] С. А. Лебедев, Б. Я. Коган. Опт. и спектр., 48, 1183, 1980.
- [8] А. М. Гончаренко, В. П. Редько. Введение в интегральную оптику. Наука и техника, Минск, 1975.
- [9] Ф. В. Бункин, В. М. Комиссаров. Акустический ж., 19, 305, 1973.
- [10] В. В. Гудялис, А. С. Юозапавичюс, А. С. Пискарскас. Литовский физ. сб., 18, 395, 1978.
- [11] Е. В. Ивакин, И. П. Петрович, А. С. Рубанов. Сб.: Оптические методы обработки информации. Наука и техника, Минск, 1978.

Поступило в Редакцию 6 января 1982 г.

УДК 535.317.1

СПЕКЛ-ФОТОГРАФИИ, ОБЛАДАЮЩИЕ СВОЙСТВАМИ РАДУЖНЫХ И КОМПОЗИЦИОННЫХ ГОЛОГРАММ

Н. Г. Власов и Ю. И. Савилова

Голограммы и спекл-фотографии обладают, как известно, некоторыми сходными свойствами, обусловленными наличием в них несущей пространственной частоты. Так, запись и восстановление изображения является в обоих случаях двухступенчатым процессом, негатив спекл-фотографии, как и голограмма, может быть записан на бинарной или фазовой регистрирующей среде и восстанавливается в ненулевых порядках дифракции позитивное изображение [1]. В настоящем сообщении будет показано, что спекл-фотографиям можно придать фокусирующие свойства, что позволяет в свою очередь придавать им некоторые качества радужных или композиционных голограмм и успешно применять для моделирования процессов записи и восстановления голограмм названного типа.