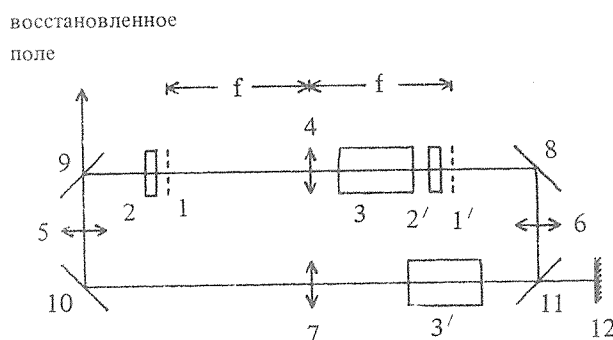


## О ВОССТАНОВЛЕНИИ КОМПЛЕКСНОГО СВЕТОВОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ АМПЛИТУДНЫХ ТРАНСПАРАНТОВ

Т.И. Кузнецова, Д.Ю. Кузнецов

*Предложена оптическая схема для восстановления пространственной зависимости фазы светового поля по двум амплитудным распределениям. Нелинейные элементы специального типа существенно влияют на качество восстановления.*

В работе /1/ был предложен алгоритм, позволяющий определять пространственное распределение фазы светового поля по двум распределениям амплитуды, заданным в двух различных плоскостях. В отличие от других математических алгоритмов такого же назначения (/3/, /4/), он может быть реализован с помощью оптической схемы, линейный вариант которой был рассмотрен в /1/. Здесь рассмотрен нелинейный вариант, в котором исходное поле должно восстанавливаться с более высокой точностью, чем в линейном случае.



Р и с. 1. Оптическая схема, восстанавливающая фазовые характеристики полей: 1, 1' – транспаранты; 2, 2' – нелинейно поглощающие элементы; 3, 3' – усиливающие элементы; 4 – 7 – линзы с фокусным расстоянием  $f$ ; 8 – 11 – зеркала; 12 – невзаимный элемент.

Основными элементами предлагаемой схемы являются два амплитудных транспаранта, прозрачность которых соответствует зависимостям амплитуды исходного светового поля от поперечной координаты, зарегистрированным в двух плоскостях. Для определенности будем считать, что это фурье-плоскость и плоскость изображения некоторого амплитудно-фазового объекта. Пусть в плоскости изображения поле описывается комплексной функцией  $a(x) \exp[i\varphi(x)]$ , а в фурье-плоскости – комплексной функцией  $A(x) \exp[i\Phi(x)]$ . Транспаранты вместе с линзами следует поместить внутри резонатора оптического квантового генератора (рис. 1). В пустом резонаторе (без транспарантов) поле в плоскости 1' представляло бы собой фурье-образ поля, имеющегося в плоскости 1. Использование однонаправленного кольцевого лазера и второй пары линз обеспечивает получение исходного (неперевернутого) изображения в плоскости 1 после одного прохода пустого резонатора. Усиливающий элемент должен быть достаточно однородным и иметь достаточную угловую апертуру, т. е. по существу он должен удовлетворять сформулированным в /4/ требованиям, налагаемым на усилители яркости для оптических приборов. Желательно также, чтобы линия усиления была узкой. Перед каждым транспарантом должен быть расположен нелинейно поглощающий элемент. Пусть нелинейный элемент действует таким образом, что падающее на него поле  $y(x)$  принимает на выходе вид

$$N(y) = y(x) [1 + a|y(x)y^*(x)|]^{-1/2}. \quad (1)$$

Формула (1) получается для тонкого слоя двухфотонного поглотителя из уравнения  $dy/dz = - (a/2) \times |y|^2 y$ , если толщину слоя обозначить через  $l$ . Действие всех элементов на полной длине резонатора дает следующую связь полей  $y_n(x)$  и  $y_{n+1}(x)$  на последовательных проходах:

$$y_{n+1} = \beta L^{-1} \overset{\wedge}{A} N(\beta L a N(y)). \quad (2)$$

Здесь  $\overset{\wedge}{L}$  — оператор преобразования Фурье;  $a(x)$  и  $\overset{\wedge}{A}(x)$  — функции пропускания транспарантов;  $\beta$  — коэффициент усиления активного элемента. Обратим внимание, что в формуле (1), задающей вид нелинейного преобразования  $N$ , всегда можно считать  $al = 1$  (это можно добиться изменением нормировки поля  $y$ ). Алгоритм (2) включает в себя как предельные случаи линейную итерационную процедуру из /1/ (при  $yy^* \ll 1/al$ ) и алгоритм Гершберга — Сэкстона из /2/ (при  $yy^* \gg 1/al$ ). Если построенная с помощью (2) последовательность  $y_n ((y_n y_n^*)^{-1/2})$  сходится к функции  $y$ , то можно ожидать, что эта функция будет близка к объектному полю  $a \exp(i\varphi)$ . Мерой правильности функции  $y$  будем считать ее проекцию  $\eta$  на "правильное" поле, т. е. величину  $\eta = \langle y a \exp(-i\varphi) \rangle / \langle y y^* \rangle \langle a^2 \rangle^{-1/2}$ . Угловые скобки здесь означают усреднение по пространственной координате  $x$ .

По формуле (2) проводились расчеты на ЭВМ. В качестве поля объекта бралась комплексная функция  $a(x) \exp[i\varphi(x)]$ , которая строилась с помощью генератора случайных чисел и операции сглаживания по координате  $x$ . Предполагалось, что значения функции  $a \exp(i\varphi)$  в отсчетных точках должны описываться комплексным гауссовым распределением. По функции  $a(x) \exp[i\varphi(x)]$  строился ее фурье-образ  $\overset{\wedge}{A}(x) \exp[i\overset{\wedge}{\Phi}(x)]$ .

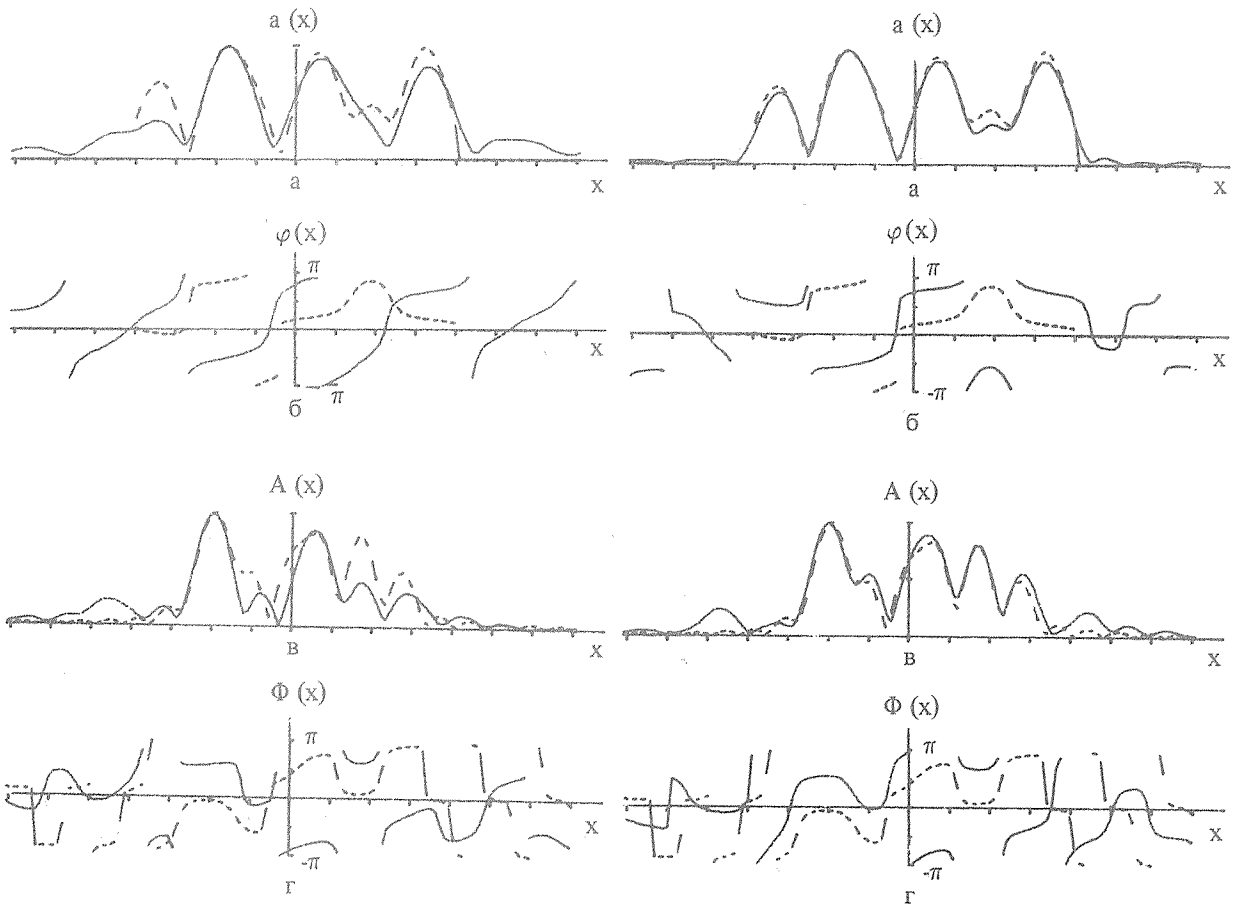


Рис. 2

Рис. 3

Рис. 2. Линейный режим восстановления. Пример зависимости амплитуды и фазы восстановленного поля от поперечной координаты: а, б — в плоскости изображения; в, г — в фурье-плоскости. Штриховые линии соответствуют правильному полю.

Рис. 3. Нелинейный режим восстановления: а, б — амплитуды и фазы в плоскости изображения; в, г — в фурье-плоскости. Штриховые линии соответствуют правильному полю.

В расчетах возможны два варианта: режим генерации, либо затухающий (подпороговый) режим, в зависимости от соотношения между потерями на транспарантах и усилением в активных элементах. При низких значениях интенсивности  $|y_0|^2 \approx 0,01$  (подпороговый режим) преобразование (2) оставалось линейным на всех итерациях, т. е. осуществлялся вариант, рассмотренный в /1/. На рис. 2 приведены одна из реализаций объектного поля и функция, полученная в подпороговом режиме после 15-и итераций (в последующих итерациях вид функции практически не изменялся). Для этой функции коэффициент воспроизведения составлял  $\eta = 0,78$ . В этом же режиме для других реализаций объектной функции величина  $\eta$  попадала в интервал  $0,75 \div 0,90$ . Разумеется, можно специально построить функции, которые будут воспроизводиться гораздо хуже. Например, если в одной из плоскостей функция является чисто фазовой, т. е.  $a(x) = \text{const}$ , то она будет плохо восстанавливаться.

В случае надпорогового режима в первых итерациях преобразование было линейным, но с увеличением числа итераций росла интенсивность  $|y_n|^2$  и усиливалась роль нелинейности. Как правило, на линейной стадии успевало сформироваться поле, являющееся хорошей пробной функцией для нелинейных итераций. Этим обеспечивалась быстрая сходимость алгоритма. Обычно процесс сходился за 10 – 20 итераций, включая линейные. Для иллюстрации на рис. 3 представлен результат расчета того же объектного поля, что и на рис. 2, но при большем коэффициенте усиления  $\beta$ . Поле здесь восстанавливается лучше, чем в подпороговом режиме; коэффициент воспроизведения составляет  $\eta = 0,96$ .

Мы пробовали также восстанавливать объектные поля с помощью неискаженного алгоритма Гершберга – Сэкстона. В большинстве случаев наш алгоритм в надпороговом режиме обеспечивал более быструю сходимость, однако следует иметь в виду, что он не позволяет буквально воспроизвести объектное поле. Точность воспроизведения можно повышать за счет оптимизации коэффициента усиления и начальной интенсивности. К настоящему времени такая оптимизация не проведена. Также еще не проведено исследование зависимости качества воспроизведения от степени сложности начального поля.

Нужно подчеркнуть, что использование именно двухфотонного поглощения не является обязательным для действия схемы; по-видимому, в качестве нелинейности можно использовать просто насыщение усиления.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецова Т. И., Кузнецов Д. Ю. Квантовая электроника, 12, № 12, 2507 (1985).
2. Gerchberg R. W., Saxton W. O. Optik, 35, 237 (1971).
3. Ферверда Х. А. В кн. Обратные задачи в оптике, под ред. Г. П. Болтса. М., Машиностроение, с. 21, 1984.
4. Петраш Г. Г. Вестник АН СССР, № 2, 66 (1982).

Поступила в редакцию 12 ноября 1985 г.