

С 374

T-612

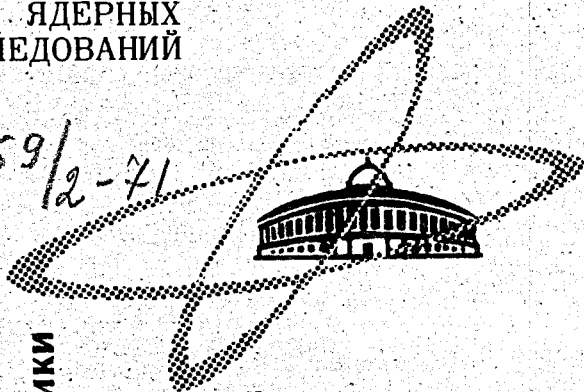
СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

4259/2-71

20/411-71

P4 - 6074



ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ
И АВТОМАТИЗАЦИИ

Н.А.Торопков

КОГЕРЕНТНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ
ОБЪЕКТНОЙ ФУНКЦИИ

1971

P4 - 6074

Н.А.Торопков

КОГЕРЕНТНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ
ОБЪЕКТНОЙ ФУНКЦИИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В в е д е н и е

Когерентная фильтрация спектра пространственных частот дифрагированной на объекте волны позволяет при известном распределении фона определить спектр объектной функции^{/3,4,5/}. Однако в общем случае распределение фона неизвестно и представляет интерес исследование других возможных подходов. В случае некогерентного фона исследуемый пространственный спектр будет представлять собой сумму парциальных спектров и задача восстановления объектной функции может быть решена в рамках обычной скалярной теории.

В данной работе показана возможность восстановления объектной функции в когерентном свете и рассмотрена задача автоматической идентификации объектной функции из сложного спектра с некогерентным фоном.

1. Восстановление объектной функции

В голографии сначала регистрируется на фоне интерференционной дифракционная картина, которую дает объект, и затем обработанная голограмма используется для воспроизведения изображения объекта^{/1/}. Подобный процесс может быть осуществлен в когерентном свете. Поэтому в отличие от обычных методов регистрации, когда фазы между волнами распределены случайным образом и при детектировании интерференционные члены вследствие этого исчезают, в случае голографии наблюдается модулированная картина интенсивности на голограмме. Именно благодаря наличию интерференционных членов между амплитудами рассеянной и опорной волн, в ко-

торые амплитуда рассеянной волны входит линейно, удается затем восстановить трехмерное изображение объекта.

Покажем аналитически, что в процессе получения голограммы объекта и последующего воспроизведения возможно восстановление объектной функции.

Пусть монохроматическая световая волна от точечного источника падает на слабо рассеивающий предмет, характеризуемый пропусканием $t = t_0 + dt(x, y)$, где t_0 - среднее значение и $dt \ll t_0$. Эта величина обычно выражается через показатель преломления n и незначительные неоднородности δn . Используем для простоты случай скалярной теории. Тогда дифракционная картина, формируемая за объектом, будет описываться интегралом Кирхгофа-Френеля:

$$\chi(x, y) = \frac{i}{\lambda} \iint (t_0 + dt) \frac{\exp\{-ik[z^2 + (x-a)^2 + (y-\beta)^2]^{1/2}\}}{[z^2 + (x-a)^2 + (y-\beta)^2]^{1/2}} da d\beta, \quad (1)$$

где a и β - координаты в плоскости предмета, x и y - координаты точки наблюдения. Предположим далее, что расстояние между плоскостями наблюдения и предметом значительно превышает поперечные размеры объекта и голограммы. Тогда знаменатель в выражении (1) $[z^2 + (x-a)^2 + (y-\beta)^2]^{1/2} \approx z$. Разлагая показатель экспоненты в ряд по z^{-1} , получаем:

$$\chi(x, y) \approx \frac{i}{\lambda z} e^{ikz} \iint (t_0 + dt) \exp\left[-\frac{k}{2z}[(x-a)^2 + (y-\beta)^2]\right] da d\beta. \quad (2)$$

Часть интеграла, содержащая t_0 , дает плоскую волну, возмущенную дифракцией на краях. Остальная часть представляет собой свертку функций

$$dt \text{ и } f(x, y) = \exp\left\{-\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right\}, \text{ которую можно записать в виде}$$

$$\chi(x, y) = t_0 + dt * f. \quad (3)$$

При регистрации фиксируется квадрат модуля величины $\chi(x, y)$:

$$\chi\chi^* = t_0^2 + t_0^*(dt * f) + t_0(dt * f)^* + (dt * f)^2. \quad (4)$$

С точностью до постоянного множителя два первых члена (4) повторяют функцию $\chi(x, y)$ и представляют собой волновой фронт плоской волны и волны, несущей информацию об объекте $dt * f$. Третий член является сопряженным второму. Так как $dt \ll t_0$, то последним членом можно пренебречь.

Если обработанную голограмму освещать тем же пучком света, то второй член даст мнимое изображение объекта, а третий — действительное. Действительно, при восстановлении изображения имеем, рассматривая только третий член,

$$t_0 (dt * f)^* * f. \quad (5)$$

Учитывая, что обратное фурье-преобразование

$$\mathcal{F} [(dt * f)^*] = dT^*(-\xi, -\eta) F^*(-\xi, -\eta), \quad (6)$$

имеем

$$t_0 (dt * f)^* * f = \mathcal{F} \{ \{ t_0 dT^*(-\xi, -\eta) F^*(-\xi, -\eta) \} F(\xi, \eta) \}.$$

Поскольку фурье-образ функции $f(x, y)$

$$\mathcal{F} [f(x, y) = \exp \{ -ik(x^2 + y^2) \}]$$

равен

$$F(\xi, \eta) = \exp \{ +ik(\xi^2 + \eta^2) \} \quad (7)$$

и

$$F^*(-\xi, -\eta) F(\xi, \eta) = 1,$$

окончательно получаем:

$$\begin{aligned} t_0 (dt * f)^* &= \mathcal{F} [t_0 dT^*(-\xi, -\eta)] = \\ &= t_0 dt^*(x, y) = t_0 dt(x, y). \end{aligned} \quad (8)$$

Таким образом, видно, что третий член дает действительное изображение объекта и функция, характеризующая пропускание, восстанавливается в когерентном свете. Следует отметить, что в нашем рассмотрении действительное и мнимое изображения объекта не разделены в пространстве,

поскольку рассматривалось получение голограммы и восстановление изображения в проходящем свете, полное поле которого

$$V = V^{(0)} + V^{(r)} \quad (9)$$

равно сумме падающей и рассеянной волн. В качестве опорной использовалась нерассеянная падающая волна. Разделение действительного и мнимого изображений достигается введением угла между рассеянным и опорным волновыми фронтами.

2. Автоматическая идентификация объектной функции из сложного спектра

Успехи интерференционных методов и возможность реализации полного опыта в пределах экспериментального разрешения безлинзовой голографии позволяют утверждать, что самое простое решение задачи получения максимальной информации об объекте заключается в создании схемы, удовлетворяющей требованию измерения на опыте полного набора параметров, характеризующих объект/2/. Условия, при которых возможны различные трансформации исходной информации без существенных искажений, подлежат дополнительному исследованию. Экспериментальное решение этих задач важно для дальнейшего развития систем получения и обработки информации.

Одной из актуальных задач этого направления является задача автоматической идентификации объектной функции из сложного спектра. При этом ниже будем допускать, что элементарные (стандартные) компоненты входят в сложный спектр линейно, а отделение объектной функции от фона осуществляется методом голографической пространственной фильтрации/3/.

Если имеется сложный спектр и необходимо опознать его, разложив на составляющие, то наиболее очевидный путь состоит в поиске корреляции исследуемого спектра с последовательностью стандартных, элементарных спектров. Экспериментально на первом этапе создается комплексно-сопряженный фильтр стандартных образов. Для этого на одну или ряд голограмм записывают с помощью голографии Фурье дифракционную картину от стандартного образа в когерентном свете, используя точечный опорный источник. Затем позитив фильтра (голограмма) устанавливается в записывающую позицию и освещается светом, рассеянным исследуемым объектом.

Осуществляя обратное фурье-преобразование с помощью положительной линзы, в фокальной плоскости получаем закодированное или истинное восстановление изображения, если корреляция между исследуемым образом и стандартным существует (не равна нулю).

Рассмотрим более подробно теорию метода. Если в качестве опорного при записи на голограмму Фурье стандартного образа $g(x, y)$ используется точечный источник, то зарегистрированная интенсивность будет равна:

$$I = 1 + |\bar{G}|^2 + \bar{G} + G^* \quad (10)$$

где G - фурье-образ функции $g(x, y)$.

Обработав нужным образом экспонированную голограмму, получаем голограмму-фильтр, которая ставится в исходную позицию. Голограмма-фильтр освещается светом, рассеянным от исследуемого образа $f(x, y)$. После прохождения фильтра имеем $F^* \cdot G^*$ и, если $F^* = G^* + H^* + \dots$ удовлетворяет принципу суперпозиции, то $G^* \cdot G \neq 0$, а $G^* \cdot H^* = 0$. Поэтому в том месте, где располагается парциальный вклад G^* в сложный спектр, имеем соответственный сигнал в фокальной плоскости линзы, реализующей фурье-инверсию. Отметим, что существует критичность к вращениям и поперечным сдвигам, а $\bar{G}, G^*, \bar{F}, F^*$ и т.д. - фурье-компоненты $g(x, y), f(x, y)$.

Получение комплексно-сопряженного фильтра обычно производится методом фурье-голографии, когда опорная волна создается точечным источником, расположенным на том же расстоянии от детектора, что и объект. В этом случае каждая точка объекта отображается на голограмме волной с постоянной пространственной частотой, которая тем ниже, чем меньше ее расстояние до источника опорной волны. Этот метод позволяет получать мнимое и действительное изображения в одной плоскости при восстановлении. Эти изображения одинаковы и повернуты относительно друг друга на угол π . Ясно, также, что метод фурье-голографии позволяет использовать фотоматериалы, обладающие невысоким разрешением

$$\nu = \frac{\lambda}{\sin \theta} \approx 300 + 600 \text{ линий/мм} \quad (11)$$

с энергетической чувствительностью на волне с $\lambda = 6328 \text{ \AA} \cdot 10^{-4} + 10^{-6} \text{ Дж/см}^2$.

Геометрия экспериментальной установки, используемой в голографических опытах, должна быть скоррелирована с пространственной и временной когерентностью источника. Для обычного $He-Ne$ лазера непрерывного действия длина когерентности выражается как

$$l = c\tau, \quad (12)$$

где τ - временная когерентность, $\tau \sim \frac{1}{\Delta\nu}$, $\Delta\nu$ - ширина линии излучения лазера.

При $\Delta\nu \approx 1500$ Мгц $l \approx 10 + 20$ см. Из этого следует, что высококонтрастная картина изображения получится, если глубина объекта будет меньше этой величины. Специальными методами значение $\Delta\nu$ может быть уменьшено на несколько порядков.

Однако даже если будет обеспечена одна мода продольного излучения, сделать одномодовый режим и в поперечных колебаниях источника крайне трудно. Пространственная когерентность связана с последним видом колебаний, и от нее зависит пространственная стабильность интерференционной картины, поскольку она входит в функцию источника $f(x, y)$, и если будет несколько мод, то происходит обычное усреднение картины по ним, а это вносит искажения в восстанавливаемое изображение объекта. Следует отметить, что подавление мод ведет к уменьшению мощности выходного излучения лазера.

Л и т е р а т у р а

1. Л.М. Сороко. УФН, 90, вып. 1, 1966.
2. Н.А. Торопков. Препринт ОИЯИ, Р-4131, Дубна, 1968.
3. G. Stroke and R.J. Zech. Phys. Letters, 25A, 89, 1967.
4. G. Stroke. Opt. Spectra, 4, 31 (1970).
5. G. Stroke, M. Haliona. Phys. Letters, 33A, 3 (1970).
D.J. Evans and G.W. Stroke. Phys. Letters, 33A, 377 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 октября 1971 года.