

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P13-85-136

Д. Бенце, Л. М. Сороко

**ИЗОБРАЖАЮЩИЕ СВОЙСТВА
МЕЗООПТИЧЕСКОГО ФУРЬЕ-МИКРОСКОПА
ДЛЯ ЯДЕРНОЙ ФОТОЭМУЛЬСИИ**

1985

ВВЕДЕНИЕ

Мезооптический Фурье-микроскоп /МФМ/ для ядерной фотоэмульсии описан в^{/1-7/}. Назначение его состоит в том, чтобы наблюдать избирательно только прямые следы частиц в толстом слое ядерной фотоэмульсии, и при помощи соответствующего компьютерного алгоритма, который упомянут в^{/6/}, обнаружить события - ядерные взаимодействия. Эти взаимодействия видны как звезды, состоящие из нескольких прямых следов частиц, которые выходят из общей вершины. МФМ позволяет нам обнаруживать события с вершиной за пределами поля зрения МФМ.

В предыдущих работах были описаны сущность МФМ^{/1/}, принцип действия^{/2-4/}, первая экспериментальная установка^{/5/} и первые экспериментальные результаты^{/6/}. В^{/7/} дан анализ оптической системы и приведены некоторые эксперименты с улучшенной системой МФМ. В данной статье мы продолжаем анализ оптической системы МФМ. Рассматриваем изображения точечных объектов и объектов в виде прямых линий, а также показываем, каким образом можно получить МФМ из традиционного оптического микроскопа путём непрерывной модификации последнего.

1. ФУНКЦИЯ РАЗМЫТИЯ ТОЧКИ В МФМ

Чтобы объяснить характер преобразования оптической информации в МФМ, рассмотрим сначала традиционный оптический микроскоп. При помощи принципа двойной дифракции в процессе образования изображения^{/9/} любой оптический микроскоп можно конвертировать в оптическое устройство, которое показано на рис.1 и типично для Фурье-оптики^{/10/}. Пусть входные объекты, находящиеся в толстом слое ядерной фотоэмульсии, освещаются сходящимся пучком когерентного света, кроссовер которого находится в плоскости Фурье (x_2, y_2) . Линза L_1 выполняет преобразование Фурье над входными объектами, описываемыми функцией амплитудного пропускания $f(x_1, y_1)$. Амплитуду электрического поля $E(x_2, y_2)$ в плоскости (x_2, y_2) можно записать в виде^{/10/}

$$E(x_2, y_2) = \text{const} \iint_{-\infty}^{\infty} f(x_1, y_1) \cdot \exp\left[-\frac{2\pi i}{\lambda d_{12}} (x_1 x_2 + y_1 y_2)\right] dx_1 dy_1, \quad /1/$$

где λ - длина волны света, const - постоянный множитель, который может быть опущен в дальнейшем. Линза L_2 выполняет второе пре-

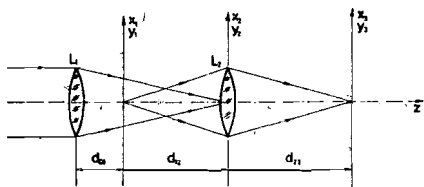


Рис.1. Конфигурация традиционного оптического микроскопа в терминах фурье-оптики.

образование Фурье, если выполнено условие формирования изображения

$$d_{12}^{-1} + d_{23}^{-1} = f_2^{-1} \quad /2/$$

где f_2 - фокусное расстояние линзы L_2 . Амплитуда электрического поля $E(x_3, y_3)$ в плоскости (x_3, y_3) определяется выражением

$$E(x_3, y_3) = \iint_{-\infty}^{\infty} E(x_2, y_2) \cdot \exp\left[-\frac{2\pi i}{\lambda d_{23}} (x_2 x_3 + y_2 y_3)\right] dx_2 dy_2, \quad /3/$$

описывающим увеличенное в (d_{23}/d_{12}) раз изображение входных объектов.

Теперь подвергнем линзу L_2 следующим модификациям. Добавим к ней мезооптический элемент $2/11$. Последний имеет вид отрицательной конической линзы - плоско-параллельного диска, откуда удален конус. Полученная таким образом оптическая система является принципиальной схемой МФМ /рис.2/.

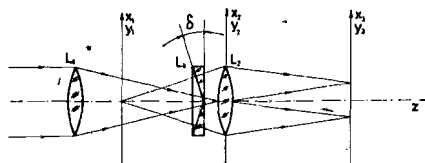


Рис.2. Принципиальная конфигурация мезооптического фурье-микроскопа /МФМ/, содержащая отрицательный конический мезооптический элемент.

Комплексная функция амплитудного пропускания мезооптического элемента определена в $7/$ и имеет вид:

$$t(x_2, y_2) = \exp[i\Delta\phi(x_2, y_2)]. \quad /4/$$

Сдвиг фазы $\Delta\phi(x_2, y_2)$ в плоско-коническом мезооптическом элементе определяется в приближении фурье-оптики выражением

$$\Delta\phi(x_2, y_2) = \frac{2\pi}{\lambda} (n-1) \operatorname{tg} \delta \sqrt{x_2^2 + y_2^2} = \frac{2\pi}{\lambda} \kappa \sqrt{x_2^2 + y_2^2}, \quad /5/$$

где n - показатель преломления света внутри мезооптического элемента, δ - угол конуса, показанный на рис.2, а κ - параметр конусности мезооптической линзы L_2 .

Амплитуда в выходной плоскости (x_3, y_3) для этого случая равна

$$E(x_3, y_3) = \iint_{-\infty}^{\infty} E(x_2, y_2) \cdot \exp\left[\frac{2\pi i}{\lambda} \kappa \sqrt{x_2^2 + y_2^2}\right] \times \exp\left[-\frac{2\pi i}{\lambda d_{23}} (x_2 x_3 + y_2 y_3)\right] dx_2 dy_2, \quad /6/$$

где $E(x_2, y_2)$ определена уравнением $1/$. Из соотношений $6/$ и $1/$ видно, что любая трансляция входных объектов в плоскости (x_1, y_1) вызывает соответствующую трансляцию выходных изображений в плоскости (x_3, y_3) . Благодаря этому свойству МФМ является пространственно-инвариантной системой $10/$. Чтобы найти функцию размытия точки $12/$ для МФМ, введем полярные координаты

$$r_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2}, \quad \phi_i = \operatorname{arctg}(y_i/x_i), \quad i = 1, 2, 3 \quad /7/$$

и поместим в начало системы координат (x_1, y_1) точечное отверстие, описываемое δ -функцией $\delta(r_1)$. Принимая во внимание аксиальную симметрию всей системы, можем записать уравнение $6/$ в виде:

$$E(r_3) = \int_0^{\infty} r_2 \exp\left[\frac{2\pi i}{\lambda} \kappa r_2\right] J_0\left(\frac{2\pi r_2 r_3}{\lambda d_{23}}\right) dr_2, \quad /8/$$

где J_0 - функция Бесселя нулевого порядка. Используя теорему о производной фурье-образа $10/$ и соотношение $13/$

$$\int_0^{\infty} \exp(ipx) J_0(cx) dx = \begin{cases} 1 \\ i \end{cases} (c^2 - p^2)^{-1/2} \begin{cases} 0 \leq p < c, \\ 0 < c < p. \end{cases} \quad /9/$$

находим функцию размытия точки МФМ в зависимости от параметра конусности κ :

$$E(r_3) = \begin{cases} -\kappa [(\kappa d_{23})^2 - r_3^2]^{-3/2}, & r_3 < \kappa d_{23}, \\ \kappa [r_3^2 - (\kappa d_{23})^2]^{-3/2}, & r_3 > \kappa d_{23}. \end{cases} \quad /10/$$

Амплитуда света в выходной плоскости МФМ показана на рис.3.

В случае $\kappa = 0$ мы имеем традиционную изображающую систему, функция размытия точки которой равна $E(r_3) = \delta(r_3)$. Это следует из уравнения $10/$ при $\kappa \rightarrow 0$. Для $\kappa > 0$ функция размытия точки имеет вид яркой фокальной окружности, радиус которой равен $R = \kappa d_{23}$. Распределение интенсивности света вблизи этой окружности уменьшается как $|r_3 - R|^{-3}$. Эффективная ширина соответствующего фокального кольца определяется входной угловой апертурой

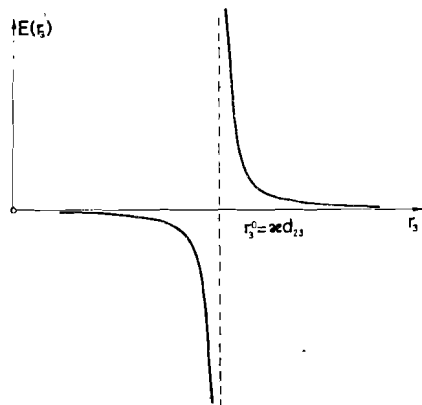


Рис.3. Распределение амплитуды света вблизи фокальной окружности МФМ.

мезооптической системы. В принципе можно построить идеальное фокальное кольцо, если амплитудное пропускание мезооптического элемента имеет вид:

$$t(r_2) = J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda} \kappa r_2\right) \quad /11/$$

В этом случае амплитуда в выход-

ной плоскости /12/ равна

$$E(r_3) = \int_0^{\infty} J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda} \kappa r_2\right) \cdot J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{r_2 r_3}{d_{23}}\right) dr_2 = \text{const} \cdot \delta(r_3 - \kappa d_{23}) \quad /12/$$

Эти результаты были получены ранее в работе /15/.

2. ИЗОБРАЖЕНИЕ ОТРЕЗКА ПРЯМОЙ ЛИНИИ В МФМ

Наиболее адекватными объектами для МФМ являются отрезки прямых линий, которые описывают часть прямых следов частиц, попавшую в поле зрения МФМ. Чтобы наиболее наглядно объяснить процесс образования изображений таких объектов в МФМ, проследим за непрерывным переходом традиционного оптического микроскопа в МФМ. Такой переход был промоделирован на компьютере путем постепенного увеличения параметра конусности κ . Некоторые результаты приведены на рис.4-6 в виде трехмерных графиков двумерного распределения света в выходной плоскости МФМ.

Для нулевой конусности мы имеем традиционное изображение отрезка прямой линии /рис.4/. Когда параметр конусности возрастает, изображение расщепляется на два, между которыми возникает темная область /рис.5/. Продолжая этот процесс, получим изображения, типичные для МФМ /рис.6/. Расстояние между двумя выходными сигналами равно диаметру фокальной окружности. И так, каждый след частицы преобразуется в МФМ в два сигнала, имеющих вид малых световых пятен, которые лежат на фокальном кольце и на прямой линии, перпендикулярной следу частицы.

В /7/ приведен детальный анализ возникающих таким образом двух изображений или попросту двух выходных сигналов на выходной плоскости МФМ применительно для ядерной фотоэмульсии. В реальных экспериментальных условиях $D/w \geq 10^2$ и $w = 0,5-2$ мкм, где D - диаметр поля зрения МФМ, а w - ширина следа частицы. В этом случае распределение света в плоскости Фурье сконцентри-

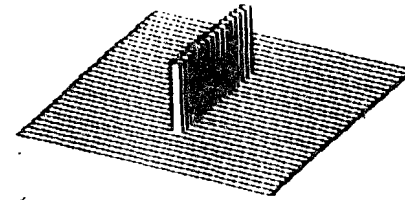


Рис.4. Трехмерный график двумерного распределения света в изображении отрезка прямой линии, полученном в традиционном оптическом микроскопе.

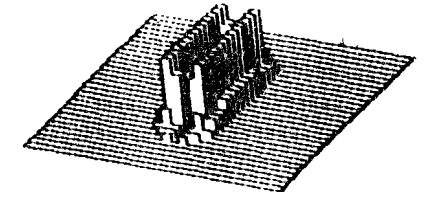
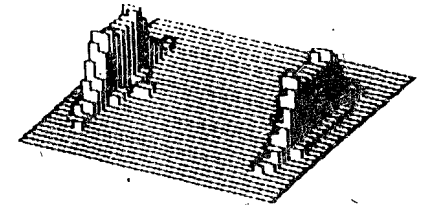


Рис.5. Трехмерный график двумерного распределения света в мезооптическом изображении того же объекта, как на рис.4, но полученном при помощи конфигурации, приведенной на рис.2, при малом значении конусности.

Рис.6. Трехмерный график двумерного распределения света в двух выходных изображениях в МФМ для того же объекта, как на рис.4 и 5, но при большом значении конусности.



ровано практически в узкой полосе шириной $2\lambda d_{12}/D$ и длиной $2\lambda d_{12}/w$. Направление этой узкой полосы перпендикулярно следу частицы. Благодаря этому свойству можно легко подсчитать распределение интенсивности света в выходной плоскости МФМ. Было показано, что ширина выходного сигнала вдоль радиальной координаты определяется факторами, которые задают ширину радиального кольца /8/. Таким образом в терминах критерия Рэлея /14/ для оптической системы с разрешением, ограниченным дифракцией, радиальная ширина выходных сигналов равна

$$\Delta \rho = \lambda / a_{1/2} \quad /13/$$

т.е. определяется полной угловой апертурой $2\lambda_{1/2}$. Сагиттальная /угловая/ длина выходных сигналов или длина вдоль касательной к фокальной окружности задается уравнением /11/ из /7/:

$$\Delta l_{\theta} = D d_{23} / d_{12} = MD \quad /14/$$

где M - коэффициент линейного увеличения всей мезооптической системы. Угловое разрешение $\Delta \theta$ МФМ равно

$$\Delta \theta = \frac{\Delta l_{\theta}}{\pi R} \quad /15/$$

В конструкции МФМ, описанной в /5/, можно в принципе получить радиальное разрешение $\Delta\rho = 1-2$ мкм и угловое разрешение $\Delta\theta = 5'-10'$.

Авторы выражают благодарность С.А.Бунятову за постоянный интерес и поддержку, Ю.А.Батусову - за полезные обсуждения данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сороко Л.М. ОИЯИ, Б1-18-81-229, Дубна, 1981.
2. Люков В.В., Сороко Л.М. ОИЯИ, Б1-13-81-312, Дубна, 1981.
3. Сороко Л.М. ОИЯИ, Б1-10-82-808, Дубна, 1982.
4. Сороко Л.М. ОИЯИ, Б1-10-82-809, Дубна, 1982.
5. Астахов А.Я. и др. ОИЯИ, Р13-83-119, Дубна, 1983.
6. Астахов А.Я., Сороко Л.М. ОИЯИ, Р13-83-120, Дубна, 1983.
7. Астахов А.Я. и др. ОИЯИ, Р13-84-277, Дубна, 1984.
8. Vecsze Gy.L., Sogoko L.M. JINR, E13-84-310, Dubna, 1984.
9. Марешаль А., Франсон М. Структура оптического изображения. "Мир", М., 1964.
10. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. "Мир", М., 1970.
11. Сороко Л.М. ОИЯИ, Д1-82-642, Дубна, 1982.
12. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике. "Мир", М., 1971.
13. Прудников А.П. и др. Интегралы и ряды. Специальные функции. "Наука", М., 1983, с.185.
14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. "Наука", М., 1970.
15. Коронкевич В.П. и др. Автометрия, 1985, №1, с.4.

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

1. *Первушин В.Н. и др. ОИЯИ, Р2-84-649, Дубна, 1984.*

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "в кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

Колпаков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-84-53, Дубна, 1984, с.26.

Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 февраля 1985 года.