

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Б469

P13-87-594

Д. Бенце, Л. М. Сороко

АПОДИЗАЦИЯ В МЕЗООПТИКЕ

1987

1. ВВЕДЕНИЕ

Аподизацией называют методы подавления вторичных максимумов функции размытия точки [1]. Для тонкой линзы с круглым отверстием функция размытия точки $h_o(r)$ или амплитуда поля изображения точечного объекта равна [1,3]

$$h_o(r) = \frac{2 J_1(r)}{r}, \quad /1/$$

где r - безразмерное расстояние от точки с координатами (x, y) до оптической оси в плоскости изображения, а $J_1(r)$ - функция Бесселя первого порядка. Интенсивность света в изображении точки

$$I_o(r) = |h_o(r)|^2 = 4 \left| \frac{J_1(r)}{r} \right|^2 \quad /2/$$

содержит вторичные максимумы или боковые лепестки. Чтобы их уменьшить, необходимо определенным образом изменить коэффициент пропускания света в области изображающей линзы. Так, например, [2], боковые лепестки функции размытия точки почти полностью исчезают, если в зрачок оптической системы с равномерным пропусканием света ввести амплитудный фильтр с пропусканием $\exp(-\omega^2)$, где ω - безразмерная пространственная частота, линейно связанная с расстоянием от центра зрачка оптической системы. Эта операция, однако, приводит к ухудшению разрешающей способности изображающей системы.

Цель работы состоит в исследовании эффектов аподизации в мезооптике, которые возникают в результате естественной экранировки зрачка мезооптической изображающей системы в месте расположения мезооптического элемента. Сначала объяснены эффекты аподизации в традиционной оптической изображающей системе и в сканирующем конфокальном микроскопе. Затем дано определение функции размытия точки в мезооптике. Рассмотрены эффекты аподизации в основных мезооптических системах: в аксиционе, в мультиаксиционе, в мезооптическом конфокальном микроскопе и в мезооптическом фурье-микроскопе. Далее описаны моделирующие расчеты на ЭВМ эффектов аподизации в мезооптическом

фурье-микроскопе /МФМ/ для трех классов входных сигналов: прямоугольный импульс, колоколообразный косинус и функции Гаусса. Показано, что в МФМ с цилиндрической линзой наблюдается эффект ножа Фуко, в МФМ с тороидальным зеркалом наблюдается эффект оконтуривания широких прямоугольных импульсов. Однако подобный эффект не наблюдается ни для колоколообразного косинуса, ни для функции Гаусса.

Аналогичный метод используют при фильтрации изображений^{/3,4/} с целью повышения контраста изображения, устранения смаза от движения объекта при съемке, а также для превращения невидимого фазового контраста в контраст интенсивности^{/5/}. Общность методов аподизации и фильтрации состоит в том, что они сводятся к изменениям функции пропускания зрачка изображающей системы.

Интенсивность боковых лепестков возрастает, если перед изображающей линзой поместить шторку с узким кольцевым вырезом на периферии зрачка изображающей системы. Теперь функция размытия точки в этой системе равна

$$h_1(r) = J_0(r), \quad /3/$$

где $J_0(r)$ - функция Бесселя нулевого порядка, а интенсивность света в изображении точки,

$$I_1(r) = |J_0(r)|^2, \quad /4/$$

содержит интенсивные боковые лепестки. Так, например, интенсивность первого бокового лепестка функции $I_1(r)$ в 2,65 раза больше, чем у свободного зрачка изображающей системы. Кроме этого огибающая боковых лепестков функции $I_1(r)$ спадает как $1/r$, в то время как огибающая боковых лепестков функции $I_0(r)$ спадает как $1/r^2$.

2. АПОДИЗАЦИЯ В ОПТИКЕ

Рассмотрим простейший пример ослабления боковых лепестков функции размытия точки в оптике методами аподизации^{/1,2/}. На рис.1 дана схема одномерной оптической изображающей системы, состоящей из источника сходящегося пучка света, изображающей цилиндрической линзы, которая установлена в плоскости пространственных частот, и экрана наблюдения. Интенсивность света в изображении линейного объекта, расположенного параллельно образующей цилиндрической линзы, равна

$$I_1(x) = \left| \frac{\sin x}{x} \right|^2, \quad /5/$$

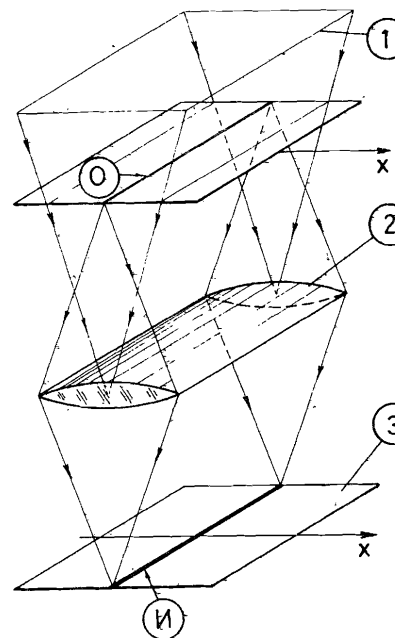


Рис.1. Схема одномерной оптической изображающей системы: 1 - источник сходящегося пучка света, 2 - изображающая цилиндрическая линза, 3 - экран наблюдения, 0 - линейный объект, И - одномерное изображение.

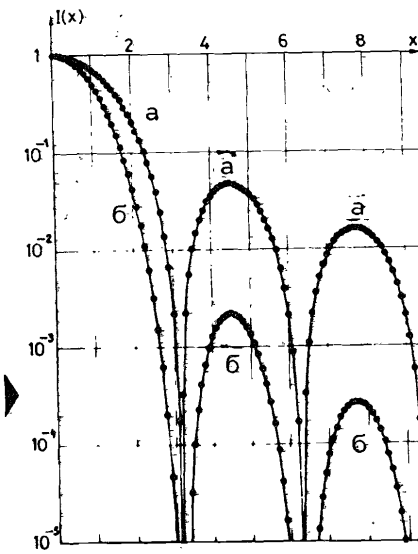


Рис.2. Распределение интенсивности света в изображении линейного объекта: а - для системы без аподизации; б - для системы с аподизацией в виде треугольника.

где x - безразмерная координата в плоскости изображения.

Если в месте расположения цилиндрической линзы установить одномерный амплитудный фильтр с коэффициентом пропускания по амплитуде

$$\Lambda(\omega_x) = \begin{cases} 1 - |\omega_x|, & |\omega_x| < 1, \\ 0, & |\omega_x| > 1, \end{cases} \quad /6/$$

где ω_x - безразмерная пространственная частота, то функция размытия точки новой системы

$$h_2(x) = \left| \frac{\sin x}{x} \right|^2, \quad /7/$$

а интенсивность света в изображении линейного объекта

$$I_2(x) = \left| \frac{\sin x}{x} \right|^4, \quad /8/$$

содержит очень слабые боковые лепестки. Так, например, интенсивность первого бокового лепестка в функции $I_2(x)$ в 22 раза меньше, чем в функции $I_1(x)$ /рис.2/.

3. СКАНИРУЮЩИЙ КОНФОКАЛЬНЫЙ МИКРОСКОП

Сканирующий конфокальный микроскоп^{/6/} содержит два объектива: освещающий и изображающий. Исследуемый объект устанавливается в плоскости, где первый объектив формирует изображение точечного источника света. В фокусе второго объектива находится точечный фотоприемник. В процессе формирования изображения объекта, которое видно на экране дисплея, исследуемый объект последовательно перемещают механически относительно оптической оси системы, пока не будет заполнен весь кадр изображения. В^{/7,8/} было показано, что функция размытия точки в конфокальном микроскопе равна произведению функций размытия точки освещающего и изображающего объективов. Интенсивность света в фокусе равна

$$I_3(r) = \left| \frac{2 J_1(r)}{r} \right|^4. \quad /9/$$

Интенсивность первого бокового лепестка функции $I_3(r)$ примерно в 30 раз меньше, чем в обычной изображающей системе с $I_1(r)$, и составляет около 10^{-3} от интенсивности света в максимуме при $r = 0$. Таким образом, в сканирующем конфокальном микроскопе не возникает каких-либо серьезных проблем боковых лепестков в функции размытия точки. Поэтому здесь нет необходимости вводить аподизацию.

4. ФУНКЦИЯ РАЗМЫТИЯ ТОЧКИ В МЕЗООПТИКЕ

Функцией размытия точки аксикона с продольной мезооптической называют амплитуду поля мезооптического изображения в одном или нескольких поперечных сечениях этого изображения, перпендикулярных оптической оси системы. Так, например, функция размытия точки линзы с одной конической поверхностью или его киноформэквивалента^{/17/} равна^{/23/}

$$h_4(r, z) = J_0\left(r \frac{z}{z_0}\right), \quad /10/$$

где z_0 - координата точки на оптической оси, в которой была измерена функция размытия точки аксикона, а z - координата точки, в которой требуется найти функцию размытия точки. Подробное исследование функции $h_4(r, z)$ было сделано в^{/17/}.

В мультиаксиконах, предназначенных для сканирования трехмерных изображений, восстановленных по голограмме^{/10/}, функция размытия точки изменяется сложнее, чем $h_4(r, z)$ для одиночного аксикона.

В мезооптических системах с поперечной мезооптической^{/12, 13, 15/} изображение точки имеет вид окружности. Поэтому здесь необходимо задать две одномерные функции размытия точки: поперечную, вдоль радиальной координаты^{/18/}, и продольную, вдоль боковой оптической оси, проходящей через точечный объект и точку на фокальной окружности.

В мезооптическом фурье-микроскопе с цилиндрической линзой^{/19/} функция размытия точки вдоль радиальной координаты имеет вид

$$h(\rho) = \frac{\sin(\rho - \rho_0)}{(\rho - \rho_0)}, \quad /11/$$

если поле зрения имеет резкие обрывы по краям, где ρ_0 - безразмерный радиус фокальной окружности. В системе^{/19/} фокусировку света вдоль радиальной координаты создает цилиндрическая линза, а фокусировка света вдоль угловой координаты возникает в результате того, что объект просвечивается сходящимся пучком света.

Иначе складывается ситуация в МФМ с тороидальным зеркалом^{/20/}. Здесь фурье-образ прямого следа частицы умножается на функцию $i\omega$ ^{/21/} в области расположения мезооптического элемента. Это приводит к дифференцированию амплитуды поля вдоль радиальной координаты, которое описывается сверточным ядром вида^{/22/}

$$g(\rho) = \frac{d}{d\rho} \delta_+(\rho), \quad /12/$$

где $\delta_+(\rho)$ - дельта-плюс функция Дирака.

Рассмотрим теперь естественные эффекты аподизации, которые возникают в мезооптическом конфокальном микроскопе для наблюдения вертикальных следов частиц в ядерной фотозмульсии^{/14/}. В отличие от традиционного конфокального микроскопа^{/7,8/}, в котором все лучи света после первого объектива проходят через одну и ту же точку, расположенную на оптической оси, в мезооптическом конфокальном микроскопе^{/14/} лучи света и после первого мезооптического объектива не сходятся в одной точке на оп-

тической оси, а пересекают оптическую ось как взаимно параллельные лучи. Каждое кольцо первого мезооптического объектива формирует свою систему взаимно параллельных лучей света. После того как указанные лучи света пересекут оптическую ось системы, они попадут на соответствующее кольцо второго мезооптического объектива. При этом лучи света, идущие с внешней окружности рассматриваемого кольца мезооптического объектива, попадут на внутреннюю окружность соответствующего кольца второго мезооптического объектива. Соответственно, лучи света, идущие с внутренней окружности того же кольца первого мезооптического объектива, попадут на внешнюю окружность рассматриваемого кольца второго мезооптического объектива. Только те лучи света, которые выходят из центральной окружности кольца первого мезооптического объектива, пройдут через центр мезооптического изображения точки и попадут на центральную окружность кольца второго мезооптического объектива. Все это приводит к тому, что первоначальная равномерная засветка первого мезооптического объектива перейдет в неравномерную освещенность второго мезооптического объектива. Аналогичный эффект наблюдается в W-аксиконах^{/24/}. На границах раздела двух соседних колец второго мезооптического объектива возникнут скачки освещенности.

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ АПОДИЗАЦИИ В МФМ

Эффекты аподизации в МФМ^{/12, 13/} были промоделированы на ЭВМ в рамках следующей модели при когерентном освещении. Амплитуда входного сигнала $f(x)$ задавался на нечетном числе точек. Это позволяло фиксировать точку на оптической оси системы и просто отождествлять нулевую пространственную частоту в дискретном фурье-образе

$$F(\omega) = \sum_{\substack{-N_0 \\ 2}}^{+N_0 \\ 2} f(x) \exp(-i \frac{2\pi\omega x}{N_0}), \quad /13/$$

$$0 \leq |\omega| \leq N_0, \quad 0 \leq |x| \leq N_0, \quad N_0 = 255,$$

исходной функции $f(x)$.

Были рассмотрены:

а/ МФМ с цилиндрической линзой,

б/ МФМ с тороидальным зеркалом без выреза,

в/ МФМ с тороидальным зеркалом, в центре которого сделан вырез радиусом ω_{\min} . Обратное дискретное преобразование Фурье приводило к функции

$$f_1(x) = \sum_0^{\omega_{\max}} F(\omega) \exp(i \frac{2\pi\omega x}{N_0}) \text{ в случае фильтра } G_1(\omega), \quad /14/$$

для системы /а/;

к

$$f_2(x) = \sum_0^{\omega_{\max}} \omega F(\omega) \exp(i \frac{2\pi\omega x}{N_0}) \text{ в случае фильтра } G_2(\omega), \quad /15/$$

для системы /б/;

к

$$f_3(x) = \sum_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \omega F(\omega) \exp(i \frac{2\pi\omega x}{N_0}) \text{ в случае фильтра } G_3(\omega). \quad /16/$$

Фильтр пространственных частот $G_1(\omega)$ представляет собой одномерный нож Фуко с амплитудным пропусканием

$$G_1(\omega) = \begin{cases} Y(\omega), & |\omega| < \omega_{\max} = 67, \\ 0, & |\omega| > \omega_{\max}, \end{cases} \quad /17/$$

где $Y(\omega)$ - функция Хэвисайда или единичный скачок.

Фильтр пространственных частот $G_2(\omega)$, который характеризуется амплитудным пропусканием

$$G_2(\omega) = \begin{cases} \omega Y(\omega), & |\omega| < \omega_{\max}, \\ 0, & |\omega| > \omega_{\max}, \end{cases} \quad /18/$$

создает эффект оконтуривания.

Фильтр пространственных частот $G_3(\omega)$ имеет провал в области нижних пространственных частот

$$G_3(\omega) = \begin{cases} 0, & |\omega| < \omega_{\min}, \\ \omega Y(\omega), & \omega_{\min} < |\omega| < \omega_{\max}, \\ 0, & |\omega| > \omega_{\max}. \end{cases} \quad /19/$$

Функции $G_1(\omega)$, $G_2(\omega)$ и $G_3(\omega)$ показаны на рис.3.

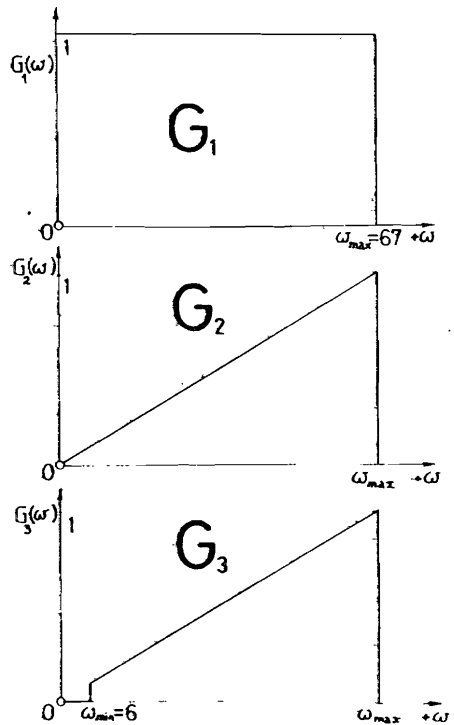


Рис.3. Фильтры пространственных частот G_1 , G_2 и G_3 , которые соответствуют трем различным МФМ: а/, б/, в/.

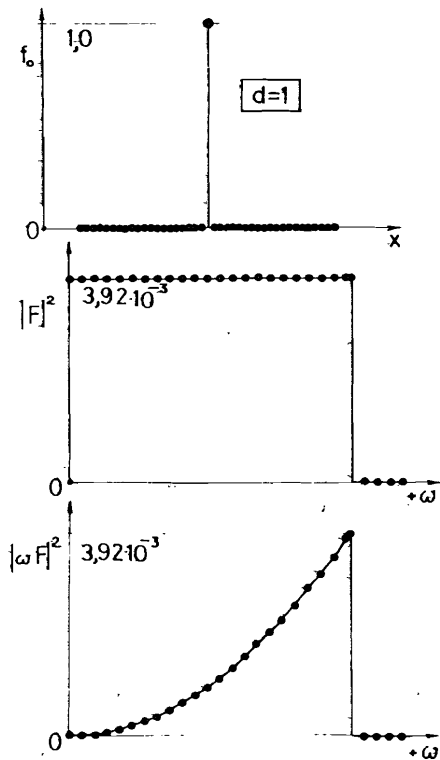


Рис.4. Единичный входной сигнал $\delta(x)$ и интенсивность сигналов на выходе фильтров пространственных частот G_1 и G_2 .

Были рассмотрены три класса входных сигналов:

а/ функция прямоугольный импульс

$$\text{rect}_d(x) = \begin{cases} 1, & |x| < d/2, \\ 0, & |x| > d/2, \end{cases} \quad /20/$$

для $d = 1, 5, 35$;

б/ функция колоколообразный косинус

$$\text{bell}_d(x) = \cos^2\left(\frac{\pi x}{2d}\right), \quad /21/$$

для $d = 2,5$ и $17,6$,

в/ функция Гаусса

$$\exp(-ax^2), \quad a = \frac{2,773}{d^2}, \quad /22/$$

для $d = 5$ и 35 .

На рис.4 показаны: а/ единичный входной сигнал $\delta(x)$; б/ интенсивность его Фурье-образа $|F(\omega)|^2$, а также в/ функция $(\omega/\omega_{\max})^2 |F(\omega)|^2$ для $\delta(x)$. Везде приведены положительные пространственные частоты и нулевая пространственная частота, хотя сам Фурье-образ $F(\omega)$ отличен от нуля в области отрицательных пространственных частот.

На рис.5 показаны интенсивности функции размытия точки $|h(x)|^2$, т.е. сигналы, создаваемые тремя фильтрами пространственных частот G_1, G_2 и G_3 .

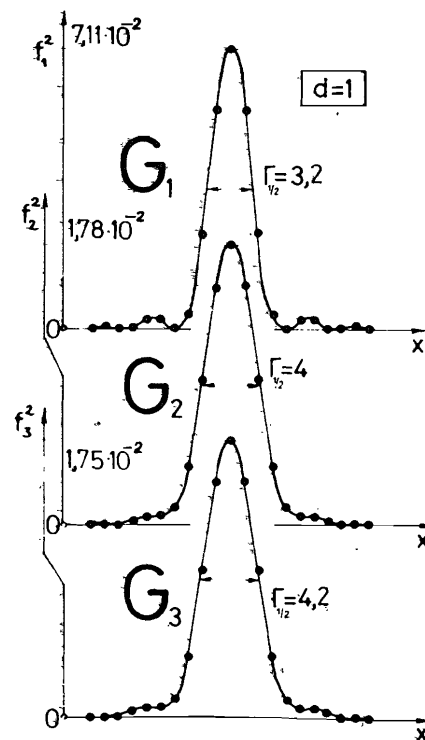


Рис.5. Интенсивность функций размытия точки $|h(x)|^2$, создаваемых фильтрами пространственных частот G_1, G_2 и G_3 .

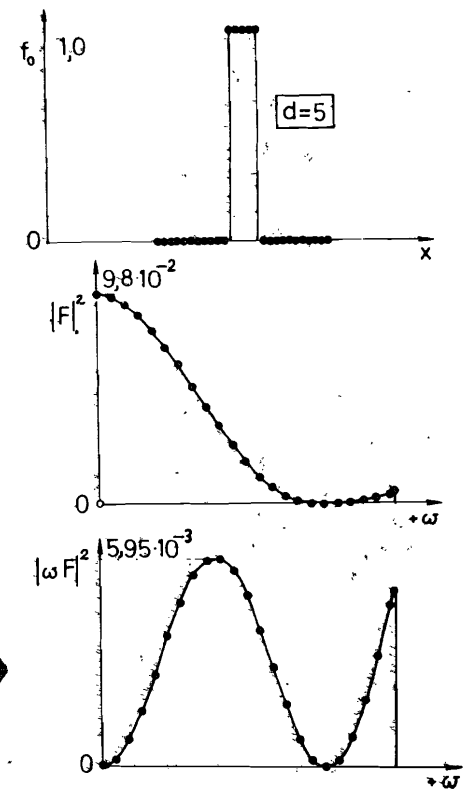


Рис.6. Входной сигнал $\text{rect}_d(x)$ для $d = 5$ и интенсивность сигналов на выходе фильтров пространственных частот G_1 и G_2 .

На рис.6 даны: а/ входная функция $\text{rect}_d(x)$ для $d = 5$; б/ $|G_1(\omega) \cdot F(\omega)|^2$, в/ $|G_2(\omega) \cdot F(\omega)|^2$ для данной входной функции.

На рис.7 приведены интенсивности выходных сигналов, создаваемых фильтрами пространственных частот G_1 , G_2 и G_3 для входной функции $\text{rect}_d(x)$ при $d = 5$. Соответствующие функции приведены на рис.8 и 9 для входной функции $\text{rect}_d(x)$ при $d = 35$.

На рис.10 представлены интенсивности сигналов, создаваемых фильтром пространственных частот G_1 /слева/ и G_2 /справа/ для входных сигналов $\text{rect}_d(x)$ при пяти значениях $d = 3, 5, 7, 9, 11$.

Видно, что фильтр пространственных частот G_2 , который описывает МФМ с тороидальным мезооптическим зеркалом без выреза,

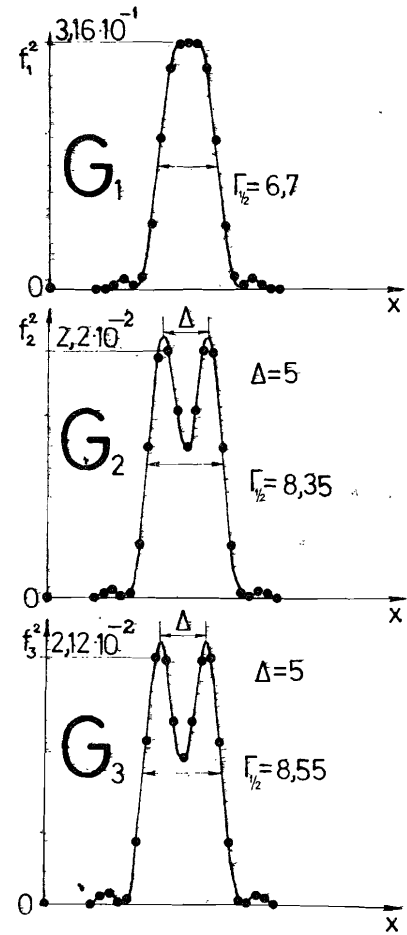


Рис.7. Интенсивность выходных сигналов, создаваемых фильтрами пространственных частот G_1, G_2 и G_3 для входной функции $\text{rect}_d(x)$ при $d = 5$.

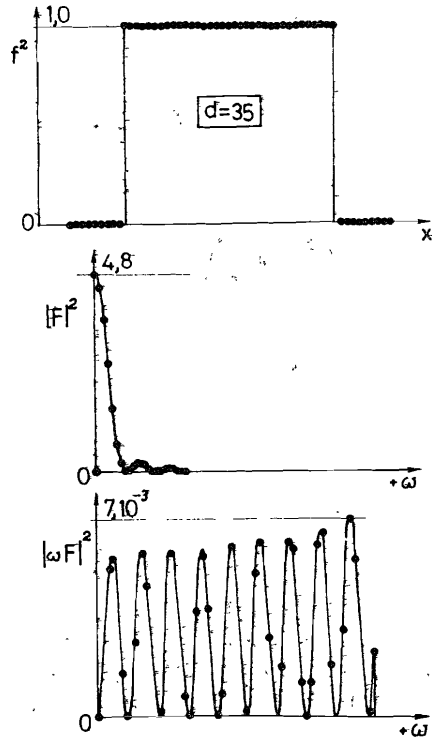


Рис.8. То же, что и на рис.6, но для $d = 35$.

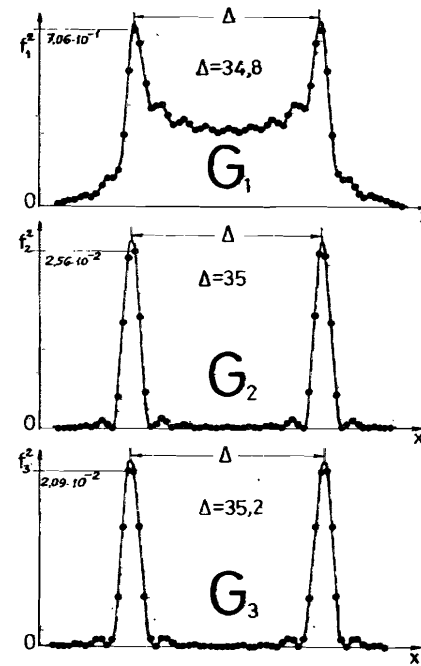


Рис.9. То же, что и на рис.7, но для $d = 35$.

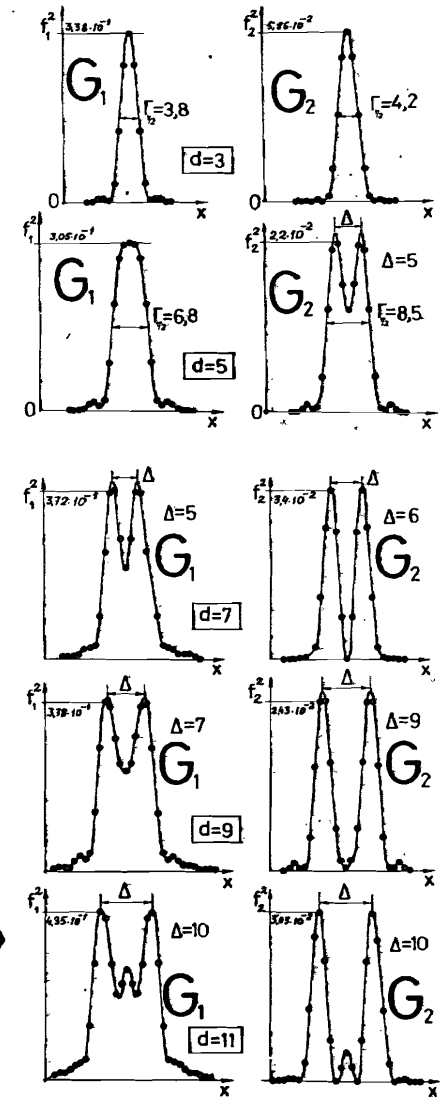


Рис.10. Интенсивность сигналов, создаваемых фильтрами пространственных частот G_1 /слева/ и G_2 /справа/ для входных функций $\text{rect}_d(x)$ при $d = 3, 5, 7, 9, 11$.

производит дифференцирование функции $\text{rect}_d(x)$, начиная с $d=5$. Эффект оконтуривания наблюдается также и для ножа Фуко (G_1), но начинается от позже и имеет меньший контраст, чем у фильтра пространственных частот G_2 .

Иная картина наблюдается для колоколообразного косинуса и функции Гаусса. На рис.11 приведена интенсивность входного

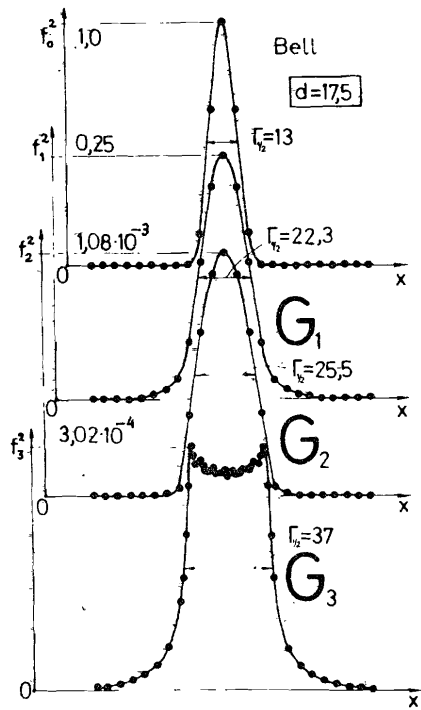


Рис.11. Интенсивность входного сигнала, а также интенсивность сигналов, создаваемых фильтрами пространственных частот G_1 , G_2 и G_3 для колоколообразного косинуса при $d = 17,5$.

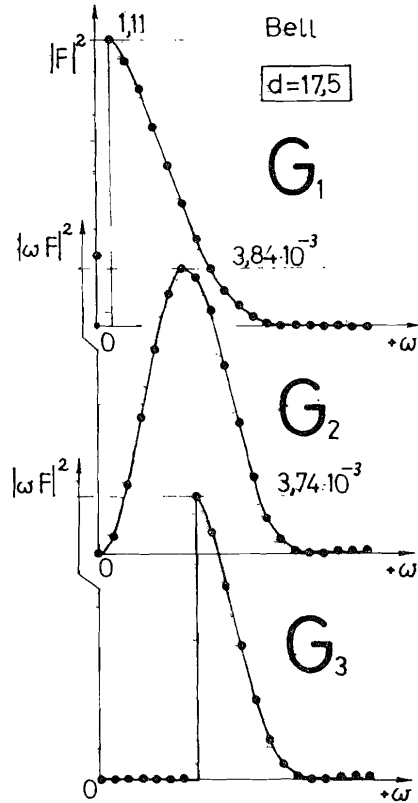


Рис.12. Спектр пространственных частот колоколообразного косинуса при $d = 17,5$ на выходе фильтров пространственных частот G_1 , G_2 и G_3 .

сигнала $|f(x)|^2$, а также интенсивности сигналов, которые создаются фильтрами пространственных частот G_1 , G_2 и G_3 для колоколообразного косинуса при $d = 17,5$. Видно, что эффект дифференцирования здесь отсутствует. Спектр пространственных частот такого сигнала достаточно широк /рис.12/ и поэтому интенсивность выходного сигнала для фильтра пространственных частот G_3 всего в 3,58 раз меньше, чем для G_2 .

Наиболее интересные результаты были получены для функции Гаусса. На рис.13 приведены интенсивности сигналов, которые создаются фильтрами пространственных частот G_1 , G_2 и G_3 для функции Гаусса с $d = 35$. Даже для таких больших значений d эф-

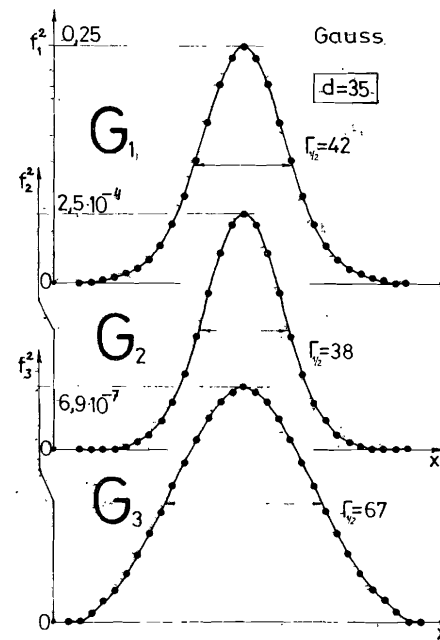


Рис.13. Интенсивность сигналов, создаваемых фильтрами пространственных частот G_1 , G_2 и G_3 для функции Гаусса с $d = 35$.

фект дифференцирования не наблюдается. Видно, что интенсивность сигнала для G_3 в 362 раза меньше, чем в случае G_2 , а эффективная ширина в 1,5 раза больше, чем в случае G_1 . Заметим, что коэффициент подавления сигнала функции Гаусса можно сделать больше, чем 362:1, если расширить отверстие в тороидальном мезооптическом зеркале и тем самым увеличить ω_{\min} .

В принятой нами модели сигнал $\delta(x)$ описывает узкий релятивистский след протона, функция Гаусса с $d = 3$ соответствует следу релятивистского ядра неона, а функция Гаусса с $d = 35$ - маркировочной сетке шириной около 10 мкм на поверхности ядерной фотоземлюсии.

6. ВЫВОДЫ

1. Дано определение функции размытия точки в мезооптических изображающих системах.

2. Промоделированы на ЭВМ эффекты естественной аподизации в мезооптических фурье-микроскопах /МФМ/ трёх видов:

а/ МФМ с цилиндрической линзой, б/ МФМ с тороидальным зеркалом без выреза, в/ МФМ с тороидальным зеркалом, в центре которого сделан вырез.

3. Показано, что МФМ создает эффект оконтуривания входных сигналов с резкими краями. Подобный эффект полностью отсутствует у входных сигналов, описываемых функцией Гаусса.

4. Показано, что методами аподизации можно уменьшить в 360 и более раз интенсивность сигнала от маркировочной сетки на поверхности слоя ядерной фотоземлюсии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
2. Jacquinet P., Roizen-Dossier B. - In: Progress in Optics, ed. Wolf E., North-Holland, Amsterdam, 1964, vol.3, p.29.
3. Vander Lugt A. - IEEE Trans. Inform. Theory, 1964, vol.10, p.139.
4. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике. М.: Мир, 1971.
5. Zernike F. - Z. Tech. Physik, 1935, v.16, p.454.
6. Minsky M. U.S. Patent, 3013467, Microscopy apparatus, Dec. 19.1961 (Filed Nov. 7, 1957).
7. Sheppard C.J.R., Wilson T. Phil. Trans. R. Soc. (London), 1980, vol.295, p.513.
8. Sheppard C.J.R., Hamilton D.K., Cox I.J. Proc. Roy. Soc. London, 1983, v.387A, p.171.
9. Сороко Л.М., Суетин В.А. А.с. 960719 /СССР/. - Опубликовано в ОИ, 1981, № 35, с.182.
10. Сороко Л.М. А.с. 1251015 /СССР/. - Опубликовано в ОИ, 1986, № 30, с.182.
11. Сороко Л.М. А.с. 1.116864 /СССР/. Опубликовано в ОИ, 1985, № 19, с.243.
12. Астахов А.Я. и др. ОИЯИ, P13-83-119, Дубна, 1983.
13. Бенце Д., Сороко Л.М. ОИЯИ, P13-85-137, Дубна, 1985.
14. Сороко Л.М. А.с. 1183934 /СССР/. - Опубликовано в ОИ, 1985, № 37, с.191.
15. Vencze Gy.L., Soroko L.M. JINR Preprint, E13-84-310, Dubna, 1984.
16. McLeod J.H., J. Opt. Soc. Am., 1954, vol.44, p.592.
17. Mikhailtsova I.A., Nalivaiko V.I., Soldatenkov I.S. - Optik, 1984, vol.67, p.267.
18. Бенце Д. и др. ОИЯИ, P13-86-630, Дубна, 1986.
19. Сороко Л.М. ОИЯИ, P13-87-468, Дубна, 1987.
20. Сороко Л.М. А.с. 743424 /СССР/. - Опубликовано в ОИ, 1981, № 21, с.262.
21. Бенце Д. и др. ОИЯИ, P13-86-240, Дубна, 1986.
22. Soroko L.M. JINR Preprint, E13-87-292, Dubna, 1987.
23. Dyson J. - Proc. Roy. Soc., 1958, A248, 93.
24. Ogland J.W. - Appl. Opt., 1978, 17, 2917.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 июля 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного
института ядерных исследований.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Бенце Д., Сороко Л.М.
Аподизация в мезооптике

P13-87-594

Исследованы эффекты аподизации в мезооптике, которые возникают в результате естественной экранировки зрачка мезооптической изображающей системы в месте расположения мезооптического элемента. Изложены эффекты аподизации в традиционной изображающей системе и в сканирующем конфокальном микроскопе. Определена функция размытия точки в мезооптике. Описаны моделирующие расчеты на ЭВМ эффектов аподизации в мезооптическом фурье-микроскопе /МФМ/ для трех классов входных сигналов: прямоугольный импульс, колоколообразный косинус и функция Гаусса. Показано, что в МФМ с цилиндрической линзой наблюдается эффект ножа Фуко, в МФМ с тороидальным зеркалом наблюдается эффект оконтуривания широких прямоугольных импульсов, однако подобный эффект не наблюдается ни для колоколообразного косинуса, ни для функции Гаусса.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ..

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод авторов

Bencze Gy.L., Soroko L.M.
Apodization in Mesooptics

P13-87-594

Apodization effects in mesooptics, induced by the natural pupil screening of the mesooptical element, are treated. The apodization effects in a traditional optical system and in a scanning confocal microscope are considered. The definition of the point spread function in mesooptics is formulated. The computer simulated calculations of the apodization effects in the mesooptical Fourier-transform microscope (MFTM) are described. Three classes of the input signals were investigated: rectangular pulse, bell cosine and gaussian. It is shown that in the MFTM with a cylindrical lens a knife-edge effect is observed. In the MFTM with a torric mirror the contouring effect for the wide rectangular pulse is observed. However for bell cosine and for gaussian this effect is absent.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987