

КОМПЕНСАЦИЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ФОНА ФОКУСИРУЮЩЕЙ ОПТИКИ В МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЗАПОМИНАЮЩИХ УСТРОЙСТВАХ

Магнитооптические запоминающие устройства (МОЗУ) являются одним из наиболее перспективных классов систем реверсивной оптической памяти. Оптические системы МОЗУ, фокусирующие лазерный пучок на поверхности носителя информации, работают с излучением высокой степени линейности поляризации. Однако однородная поляризационная структура линейно поляризованного излучения ОКГ становится неоднородной после прохождения через оптические элементы фокусирующей системы [1], что выражается в зависимости поворота плоскости колебаний электрического вектора \mathbf{E} от азимутальной и радиальной полярных координат отдельных лучей пучка на входном зрачке оптической системы. Угол поворота плоскости поляризации тем больше, чем больше угол падения луча на оптическую поверхность. Из этого следует, что изменение степени линейности поляризации наиболее значительно у объективов средних и больших апертур [2].

Картина распределения углов поворота плоскости поляризации одинакова в первом и третьем, втором и четвертом квадрантах зрачка. Кроме того, повороты в квадрантах 1 и 3 имеют знак, противоположный поворотам в квадрантах 2 и 4. Такая поляризационная структура приводит к появлению деполяризованного фона, попадающего после анализатора на фотоприемники системы считывания информации с носителя, принцип работы которой основан на использовании магнитооптических эффектов Керра и Фарадея. Известные современные магнитооптические носители информации позволяют получить величину вращения плоскости поляризации за счет эффекта Керра до 0,5 град [3, 4]. Величина фарадеевского вращения может достигать 1 град [3]. Это приводит к тому, что информационный сигнал будет существенно замаскирован фоновым, превосходящим его в несколько десятков раз. Происходит уменьшение динамического диапазона информационного сигнала, ухудшается порог чувствительности фотоприемников, а у таких фотоприемников, как ФЭУ, она понижается.

Известные методы борьбы с фоновыми засветками связаны с соответствующей обработкой электрического сигнала. Основные из них — дифференциальные схемы детектирования и схемы, использующие трансформаторную связь фотоприемника с нагрузкой. Однако, во-первых, при больших уровнях фона существенным становится дробовой шум, во-вторых, частотный спектр фона состоит из достаточно широкого спектра шумов лазера и шума, возникающего при отражении излучения от носителя информации. Возрастают требования к балансировке каналов дифференциальных схем считывания, уменьшается отношение сигнал/шум, результатом чего является понижение достоверности процесса воспроизведения записанной информации.

В связи с вышеизложенным возникает задача уменьшения деполяризованного фона, вносимого оптическими элементами МОЗУ. Очевидно, что основной вклад в фон будет давать фокусирующий микробъектив, апертура которого в современных устройствах оптической записи лежит в пределах 0,4—0,7. Особенностью объективов для оптической записи является то, что они работают через прозрачную подложку носителя информации или через прозрачное покрытие, которое обеспечивает защиту информации от механических повреждений и пыли. Тол-

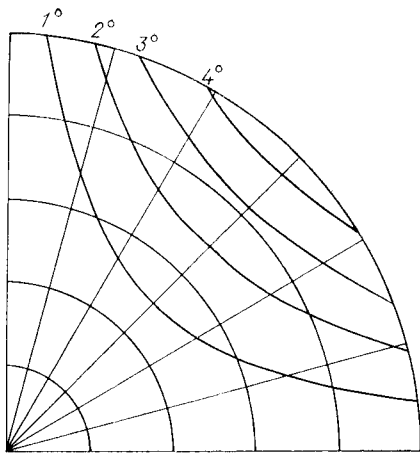


Рис. 1. Распределение углов поворота плоскости поляризации для микрообъектива МЦ

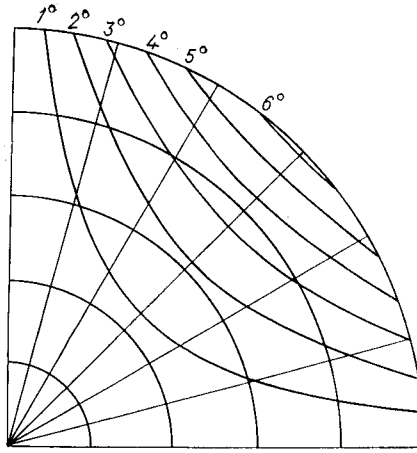


Рис. 2. Распределение углов поворота плоскости поляризации для специального микрообъектива

щина покрытия, обеспечивающего надежную защиту информации, — 180 мкм и выше [5].

Угол поворота плоскости поляризации δ для отдельного луча линейно поляризованного пучка излучения определяется выражением [1]

$$\delta = \arctg \left[\operatorname{tg} \Psi_0 \prod_{i=1}^n \cos(\alpha_i - \beta_i) \right] - \Psi_0,$$

где Ψ_0 — азимут плоскости колебаний вектора \mathbf{E} луча, входящего в оптическую систему; α_i — угол падения луча на i -ю оптическую поверхность; β_i — угол преломления луча i -й оптической поверхностью; n — количество поверхностей системы.

На рис. 1, 2 приведены изолинии равных углов поворота плоскости поляризации для одного квадранта при двойном прохождении линейно поляризованного излучения через серийный микрообъектив-ахромат МЦ ($40 \times 0,65$), работающий с покровным стеклом толщиной 0,17 мм, конструктивные параметры которого приведены в [6], и специальный двухкомпонентный объектив-монохромат с числовой апертурой 0,6 для записи информации полупроводниковым лазером с длиной волны $\lambda = 0,83$ мкм, работающий через стеклянную подложку толщиной 3 мм. Вычисления производились на ЭВМ для осевой точки по формулам Федера [6].

Расчеты, выполненные для серийных микрообъективов, работающих с покровным стеклом ОМ-27, М-42, ОМ-18 и ОМ-21 и имеющих различные типы ахроматизации, показали, что определяющим фактором, влияющим на величину угла поворота плоскости поляризации, является числовая апертура, а тип объектива слабо сказывается на величине этого параметра. На рис. 3 приведен график зависимости максимального угла поворота плоскости поляризации δ_0 от апертуры объектива, построенный на основании проведенных расчетов. Угол δ_0 может быть вычислен по приближенной формуле $\delta_0 = \frac{3,5}{A^{-1} - 1}$, где A — числовая апертура фокусирующего объектива.

Определим отношение информационной и фоновой составляющих интенсивности излучения, попадающих на фотоприемники, считая, что в исходном положении, соответствующем информационному нулю, ось анализатора перпендикулярна плоскости поляризации лазерного пучка.

При повороте плоскости поляризации на угол ω интенсивность прошедшего через анализатор света для малых углов поворота, согласно закону Малюса, будет пропорциональна ω^2 . Отношение сигнал/фон k_0 для лазерного пучка, попадающего на объектив с коэффициентом запол-

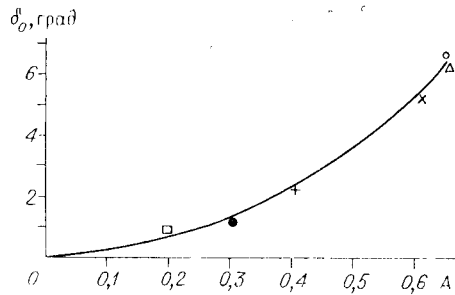


Рис. 3. График зависимости максимального угла поворота плоскости поляризации от апертуры фокусирующего микрообъектива при двойном прохождении лазерного излучения:

□ — М-42 (0,2 × 8); ● — ОМ-18 (0,3 × 10); + — ОМ-27 (0,4 × 20); × — специальный объектив; ⊙ — ОМ-21 (0,65 × 40); △ — МЩ (0,65 × 40)

нения входного зрачка $\mu = \sigma_0/a$, определяется выражением

$$k_0 = \frac{\pi \mu^2 (1 - e^{-2/\mu^2}) \omega^2}{8 \int_0^{\pi/2} \int_0^1 \delta^2(\rho, \varphi) \exp(-2\rho^2/\mu^2) \rho d\rho d\varphi},$$

где a — радиус зрачка объектива; σ_0 — радиус лазерного пучка по уровню $1/e^2$; ρ, φ — полярные координаты в плоскости входного зрачка.

В устройствах оптической записи информации обычно выбирают $\mu = 0,9$,

так как при таком заполнении достигается максимальное значение интенсивности в центре сфокусированного пятна. На рис. 4 приведены графики зависимости k_0 от ω для серийных объективов МЩ, ОМ-27, М-42 и специального микрообъектива для оптической записи $\mu = 0,9$.

Отношение сигнал/фон можно повысить, повернув анализатор на некоторый угол χ . Однако полной компенсации фона этим приемом добиться нельзя. Определим угол χ и соответствующую ему величину k_1 .

Интенсивность суммы фона и информационной составляющей при повороте анализатора на угол χ будет определяться выражением $I_1 = p \int_0^{\pi/2} \int_0^1 [(\delta + \omega + \chi)^2 + (\delta - \omega - \chi)^2] \exp(-2\rho^2/\mu^2) \rho d\rho d\varphi$, где p — некоторая постоянная.

$$\text{Интенсивность фона } I_2 = p \int_0^{\pi/2} \int_0^1 [(\delta + \chi)^2 - (\delta - \chi)^2] \exp(-2\rho^2/\mu^2) \rho d\rho d\varphi.$$

$$\text{Тогда } k_1 = \frac{I_1 - I_2}{I_2} = \frac{\omega(\omega + 2\chi)}{\chi^2 + \omega^2/k_0}.$$

Значение угла χ , при котором k_1 принимает максимальное значение, находится из условия $dk_1/d\chi = 0$, которое приводит к следующему выражению: $\chi = \frac{\omega}{2} (\sqrt{1 + 4/k_0} - 1)$.

Эффективным средством повышения отношения сигнал/фон является диафрагмирование периферийных областей пучка, падающего на фотоприемники. При этом форма диафрагмы определяется выбранной изолинией равных углов поворота плоскости поляризации, которая обеспечивает необходимую величину k_1 . Это позволяет повысить величину ин-

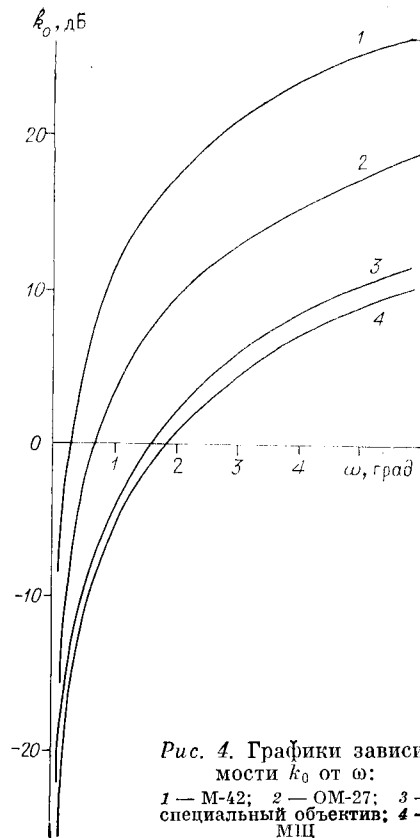


Рис. 4. Графики зависимости k_0 от ω :
1 — М-42; 2 — ОМ-27; 3 — специальный объектив; 4 — МЩ

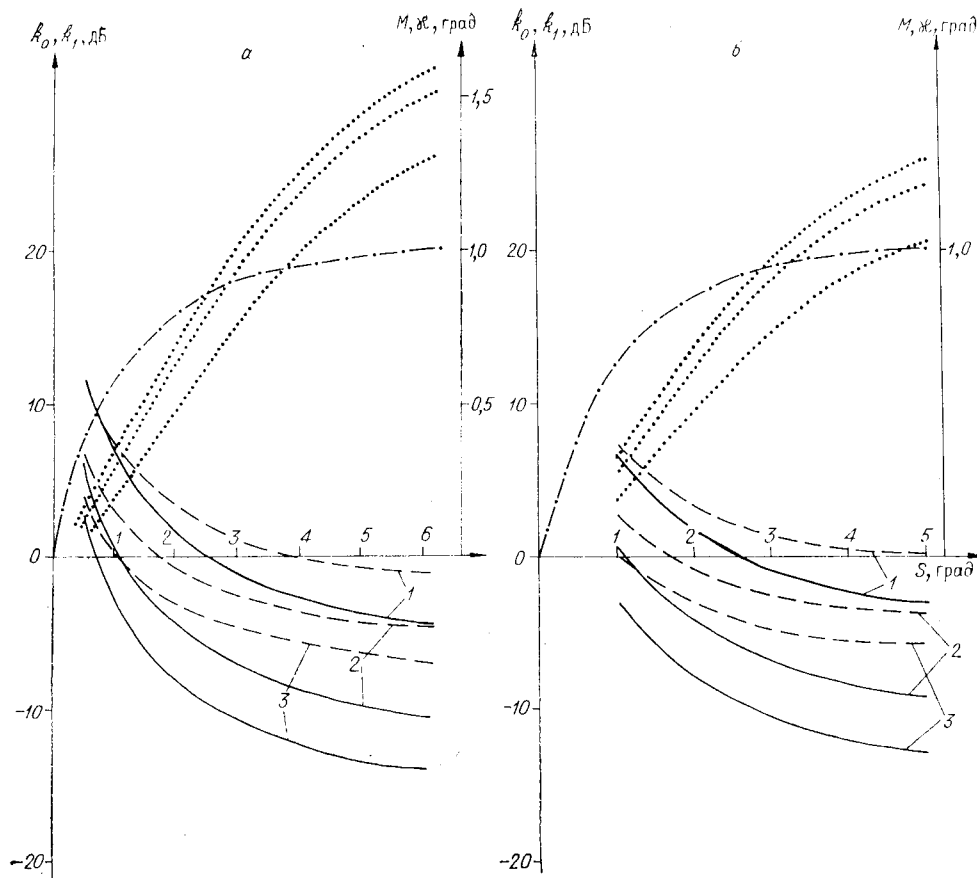


Рис. 5. Графики зависимостей k_0 , k_1 , M и χ от уровня диафрагмирования S для объектива МЩ (а) и специального микрообъектива (б): пунктирная линия — χ ; штрихпунктирная — M ; сплошные линии — k_0 ; штриховые — k_1 ; 1 — $\omega = 1$; 2 — 0,5; 3 — 0,33 град

формационного сигнала по сравнению с диафрагмированием круглой диафрагмой.

На рис. 5, а, б приведены рассчитанные на ЭВМ графики зависимостей величин k_0 , k_1 , M и отношения величин информационного сигнала с диафрагмированием к информационному сигналу без диафрагмирования M от уровня диафрагмирования S при значениях углов магнитооптического вращения 0,33; 0,5 и 1 град для микрообъектива МЩ и специального микрообъектива.

Для более качественной компенсации деполаризационного фона авторами был предложен компенсатор [7], состоящий из двух скрещенных цилиндрических линз, изготовленных из правовращающего 1 и левовращающего 2 оптически активного материала (рис. 6). По сравнению с вариантом диафрагмирования величина информационного сигнала остается неизменной.

Если на компенсатор падает монохроматический параллельный пучок лучей, то поворот плоскости поляризации для каждого луча будет зависеть от разности толщин линз в точке его падения, т. е. от конструктивных параметров линз и их взаимной ориентации. Оптические оси кристаллов, из которых изготовлены линзы, параллельны оси пучка OO' . Для того чтобы избежать преломления лучей на поверхности линз, которое приводит к двойному лучепреломлению, линзы компенсатора дополняются до плоскопараллельных пластинок при помощи склейки с линзами из изотропного материала с показателем преломления, близким показателю преломления материала линз компенсатора 3, 4.

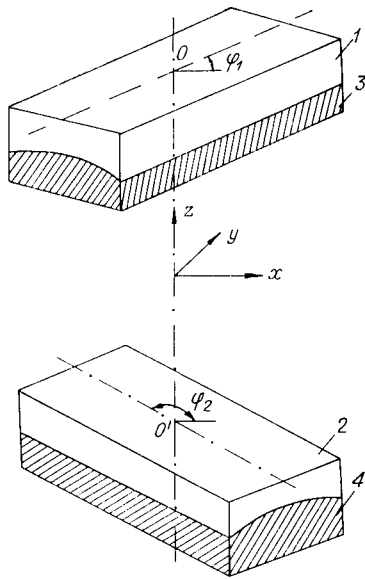


Рис. 6. Линзовый цилиндрический компенсатор

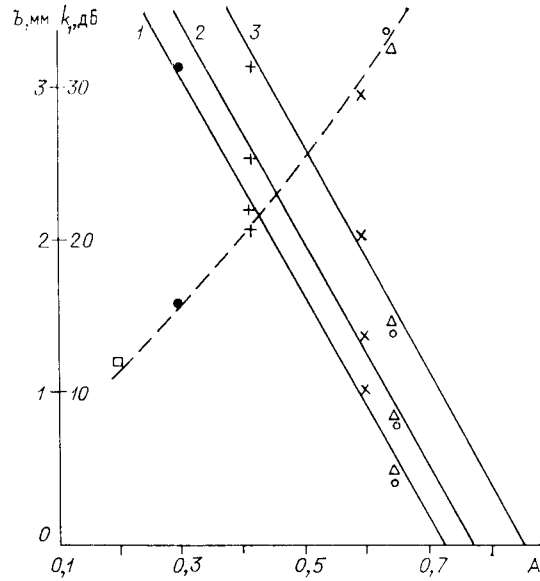


Рис. 7. Графики зависимостей k_1 и b от апертуры фокусирующего объектива: сплошные линии — k_1 ; штриховая — b (остальные обозначения см. на рис. 3); 1 — $\omega = 0,33$; 2 — 0,5; 3 — 1 град

Рассмотрим, как должны быть ориентированы линзы и каким требованиям должны удовлетворять их конструктивные параметры для компенсации деполаризационной структуры пучка ОКГ, прошедшего фокусирующую систему. Не нарушая общности, ограничимся рассмотрением плосковыпуклых линз.

Расположим координатные оси, как показано на рис. 6. Тогда толщина цилиндрической линзы в точке с полярными координатами r и φ определяется выражением $H_1 = d_1 + R_1 - \sqrt{R_1^2 - r^2 \sin^2(\varphi_1 - \varphi)}$.

Угол поворота плоскости поляризации δ' для луча с координатами r и φ равен

$$\delta' = \alpha \left[d_1 - d_2 + R_1 - R_2 - \sqrt{R_1^2 - r^2 \sin^2(\varphi_1 - \varphi)} + \sqrt{R_2^2 - r^2 \sin^2(\varphi_2 - \varphi)} \right],$$

где α — вращение на единицу длины; d_1, d_2 — толщины линз по оси; R_1, R_2 — радиусы кривизны линз; φ_1, φ_2 — углы поворота образующих цилиндрических поверхностей относительно оси x .

Линзы компенсатора должны быть ориентированы так, чтобы соблюдались следующие условия:

$$\delta' = 0 \text{ при } \varphi = 0 \text{ и } \varphi = \pi/2;$$

$$\delta' = 0 \text{ при } r = 0.$$

Предположим, что $R_1 \gg b$ и $R_2 \gg b$, где b — световой радиус компенсатора. Тогда $\delta' = \alpha \left\{ d_1 - d_2 + \frac{r^2}{2} \left[\frac{\sin^2(\varphi_1 - \varphi)}{R_1} - \frac{\sin^2(\varphi_2 - \varphi)}{R_2} \right] \right\}$.

Указанные выше условия приводят к следующим соотношениям между конструктивными параметрами линз: $d_1 = d_2, R_1 = R_2, \varphi_2 = n\pi \pm \varphi_1, n = 0, 1, \dots$

Значения $\varphi_2 = n\pi + \varphi_1$ соответствуют совмещенному состоянию линз компенсатора, при котором $\delta' = 0$ по всему полю. Таким образом, $\varphi_2 = n\pi - \varphi_1$. Отсюда $\delta' = \frac{\alpha r^2}{2R_1} \sin 2\varphi_1 \sin 2\varphi$.

Расположение максимумов функции $\delta'(\varphi)$ соответствует условию $\sin 2\varphi = 1$: $\varphi = (2n + 1)\pi/4, n = 0, 1, \dots$

Такая картина отвечает распределению углов поворота плоскости поляризации, приведенных на рис. 1, 2.

Расчет компенсатора сводится к определению одного параметра — радиуса кривизны R_1 , если задано значение b , или к выбору b при заданном R_1 . Эти величины связаны следующими соотношениями: $b = \sqrt{\frac{\delta_0}{\alpha} \left(2R_1 - \frac{\delta_0}{\alpha} \right)}$ или $b = \sqrt{\frac{2R_1 \delta_0}{\alpha}}$ при $2R_1 \gg \frac{\delta_0}{\alpha}$, где δ_0 — значение δ при $\varphi = 45$ град.

Распределение углов поворота плоскости поляризации на выходе компенсатора $\varphi_1 = \pi/4$ описывается выражением

$$\delta(\rho, \varphi) = \arctg \left[\operatorname{tg} \Psi_0 \prod_{i=1}^n \cos(\alpha_i - \beta_i) \right] - \Psi_0 - \delta_0 \rho^2 \sin 2\varphi,$$

где $\rho = r/b$ — нормированная радиальная полярная координата.

На рис. 7 приведены графики зависимостей k_1 и b от апертуры фокусирующего объектива, построенные на основании расчетов поляризационных характеристик серийных микрообъективов и специального объектива в случае применения компенсатора, изготовленного из кристаллического кварца для длины волны $\lambda = 589$ нм. Радиус кривизны цилиндрических поверхностей компенсатора был выбран $R_1 = 20$ мм, $\alpha = 21,2$ град/мм. Вычисления были проведены для типичных значений углов магнитооптического вращения — 0,33; 0,5 и 1 град.

Зависимости $k_1(A)$ носят линейный характер и демонстрируют коррекционные возможности компенсатора для различных w .

Расчеты, проведенные для других длин волн, показали, что k_1 слабо зависит от λ , а величина b изменяется пропорционально $(\alpha_D/\alpha_\lambda)^{1/2}$, где α_D — вращение на единицу длины для линии D ; α_λ — вращение на единицу длины для данной длины волны. Изменение величины b может быть достигнуто соответствующим изменением ширины падающего на компенсатор пучка.

Следует сказать, что возможна оптимизация компенсатора по параметрам φ_1 , φ_2 , R , φ_m для каждого конкретного объектива, однако, как показали расчеты, это дает незначительный выигрыш в 1,5–2 дБ.

ВЫВОДЫ

1. Фокусирующая оптика магнитооптических запоминающих устройств нарушает однородную поляризационную структуру линейно поляризованного лазерного излучения, что приводит к появлению деполаризационного фона в системах считывания информации с носителя. Величина фона в несколько десятков раз превышает информационный сигнал, что понижает надежность работы устройства.

2. Основной вклад в фон вносит фокусирующий объектив. Величина поворота плоскости поляризации при двойном прохождении излучения через объектив, работающий через прозрачное защитное покрытие, достигает 6 град.

3. Оптические методы компенсации деполаризационного фона позволяют значительно повысить отношение сигнал/фон. Из предложенных в статье методов — поворот анализатора на определенный угол, диафрагмирование периферийных участков пучка фигурными диафрагмами, применение линзового цилиндрического компенсатора — наиболее эффективным оказался последний.

4. Рассчитанный линзовый компенсатор является универсальным средством уменьшения деполаризационного фона в широком спектральном диапазоне для объективов с числовыми апертурами до 0,65 при характерных для большинства носителей информации углах магнитооптического вращения 0,5–1 град.

ЛИТЕРАТУРА

1. Климков Ю. М. Прикладная лазерная оптика.— М.: Машиностроение, 1985.
2. Ламекин П. И., Предко К. Г. Изменение поляризационной структуры лазерного излучения линзовыми системами // Квантовая электрон.— 1982.— Т. 9, № 11.
3. Hartmann M., Braat J., Jacobs B. Erasable magneto-optical recording media // IEEE Trans. Magn.— 1984.— V. MAG-20, N 5.— P. 1013—1018.
4. Sato K. Measurement of magneto-optical Kerr effect using piezo-birefringent modulator // Jap. J. Appl. Phys.— 1981.— V. 20, N 12.— P. 2403—2409.
5. Bell A. E., Bartolini R. A., Spang F. W. Optical recording with the encapsulated titanium trilayer // RCA Rev.— 1979.— V. 40.— P. 342—345.
6. Скворцов Г. Е., Панов В. А., Поляков Н. И., Федин Л. А. Микроскопы.— Л.: Машиностроение, 1969.
7. А. С. 1254549 (СССР). Устройство для воспроизведения записи информации на посетитель с магнитооптическим регистрирующим слоем/М. П. Иващенко, А. Ю. Дыбань, В. М. Коломиец и др.— Оpubл. в БИ, 1986, № 32.

Поступила в редакцию 13 февраля 1986 г.

УДК 535.317.1

И. Н. ТРОИЦКИЙ, М. С. УМАНСКИЙ

(Москва)

АНАЛИЗ АЛГОРИТМА АППРОКСИМАЦИИ ТОМОГРАФИЧЕСКИХ ПРОЕКЦИЙ ПОЛИНОМАМИ В УСЛОВИЯХ ФЛУКТУИРУЮЩЕГО ИНФОРМАЦИОННОГО СИГНАЛА

Постановка задачи. Один из возможных алгоритмов восстановления томографических изображений основывается на аппроксимации проекций полиномами [1]. Если бы проекции регистрировались без искажений, то чем точнее была бы данная аппроксимация, тем точнее было бы и восстановление. При наличии искажений, обусловленных, например, флуктуациями информационного сигнала, сформулированное утверждение оказывается неверным. Более того, для каждого уровня флуктуаций существует «оптимальная точность» аппроксимации, обеспечивающая минимальную ошибку восстановления.

Задача настоящей работы состоит в том, чтобы получить и проанализировать общие выражения, позволяющие определить эту «оптимальную точность» для двух случаев: когда проекция наблюдается в аддитивном шуме и когда описывается пуассоновским потоком случайных точек.

Обозначения и исходные соотношения. Будем придерживаться обозначений, которые уже использовались и пояснялись в [2]. Восстанавливаемую функцию будем обозначать через $f(x, y)$, а через $R(s, \varphi)$ — ее проекцию на ось s , которая с осью x составляет угол φ . Область Ω определения функции $f(x, y)$ будем считать кругом, отнормированным таким образом, что его радиус равен единице. Тогда

$$R(s, \varphi) = \int_{-\sqrt{1-s^2}}^{\sqrt{1-s^2}} f(s \cos \varphi - \rho \sin \varphi, s \sin \varphi + \rho \cos \varphi) d\rho. \quad (1)$$

Пусть $\Phi_{m,n}(x, y)$ и $\Psi_{m,n}(s, \varphi)$ — полные системы ортогональных функций, так что при достаточно общих предположениях функции $f(x, y)$ и $R(s, \varphi)$ могут быть разложены по этим системам. Для $f(x, y)$ и $R(s, \varphi)$, связанных соотношением (1), можно подобрать такие системы функций $\Phi_{m,n}(x, y)$ и $\Psi_{m,n}(s, \varphi)$, что данные разложения будут иметь