

6. Юрлов В. И. Анализ работы акустооптического преобразователя линейных смещений // Автометрия.—1991.—№ 2.
7. Леонов В. В. Анализ методов измерений отклонений от прямолинейности и плоскостности поверхностей.—М.: Изд-во стандартов, 1982.
8. Климов Ю. М. Оптические схемы лазерных опорных систем // Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка.—1988.—№ 3.

Поступила в редакцию 23 ноября 1990 г.

УДК 681.327.68

В. С. Соболев, И. В. Филимоненко

(Новосибирск)

ОПТИМИЗАЦИЯ ТРАКТА ЧТЕНИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО НАКОПИТЕЛЯ ПО КРИТЕРИЮ МАКСИМУМА ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ/ШУМ

Методом матричного анализа оптической схемы тракта чтения устройства магнитооптической памяти получены выражения, связывающие отношение сигнал/шум на выходе фотоприемника с коэффициентами пропускания частично поляризующего кубика (ЧПК) и углами поворота осей ЧПК и анализатора по отношению к плоскости поляризации падающего света. Методом конфигураций для каждого заданного значения угла керровского вращения диска и величин фонового шума определены оптимальные параметры ЧПК и углы ориентации ЧПК и анализатора, при которых отношение сигнал/шум достигает своего максимального значения. Задача решена с помощью ЭВМ, так как полученные выражения являются трансцендентными функциями четырех переменных.

Известно, что в устройствах магнитооптической памяти (МОП) из-за малости углов керровского вращения и ограничений, накладываемых на мощность лазерного излучения, отношение сигнал/шум (С/Ш) получается низким [1]. Вследствие этого большую актуальность приобрели вопросы оптимизации оптико-электронного тракта чтения. В работах [2, 3] решена задача повышения отношения С/Ш путем оптимизации слоистой структуры магнитооптического диска (МОД); в [4] найдены оптимальные углы поворота осей анализатора относительно плоскости поляризации оптического сигнала, при которых отношение С/Ш достигает максимального значения.

К настоящему времени уже определились основные конфигурации оптических головок, которые можно свести к схеме, представленной на рис. 1. Эта схема включает в себя лазер, светоделительный кубик (СДК) или частично поляризующий кубик (ЧПК), анализатор (А) и фотодетектор (ФД). Поэтому представляется возможным решить задачу оптимизации тракта записи—чтения в целом с учетом возможности вариаций параметров всех элементов схемы.

Ниже представлены результаты решения указанной задачи: найдены оптимальные параметры всех элементов оптической схемы, что позволяет инженеру правильно выбрать параметры тракта для заданных параметров МОД.

Будем считать, что излучение лазера представляет собой плоскополяризованную световую волну с амплитудой E_0 и

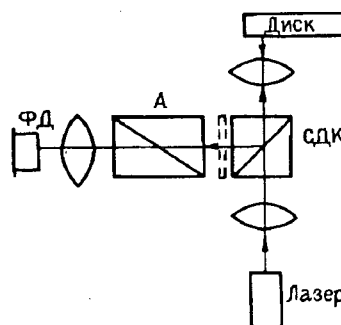


Рис. 1

произвольной ориентацией плоскости поляризации по отношению к осям ЧПК. Луч лазера проходит ЧПК и фокусируется объективом на поверхности диска (см. рис. 1). Отраженный от диска свет вследствие эффекта Керра становится эллиптически поляризованным. Эллипс поляризации определяется углом ориентации главной оси относительно направления поляризации падающего на диск пучка и коэффициентом эллиптичности, равным отношению малой и большой полуосей эллипса поляризации. Ввод в схему фазосдвигающей пластинки (изображена штрихами) позволяет скомпенсировать разность фаз между ортогональными компонентами отраженного света и получить линейно поляризованную волну с одновременным увеличением амплитуды сигнала. В этой ситуации углом керровского вращения $\Delta\Theta_K$ будем считать угол между направлением поляризации падающего на диск света и направлением восстановленной фазовой пластинкой линейной поляризации отраженного пучка. После отражения от диска свет отклоняется ЧПК к анализатору и ФД.

Выражение для поля на выходе оптической схемы получим с помощью метода матричного анализа оптических схем [5]. Для этого воспользуемся следующими матрицами Джонса, описывающими оптические элементы канала чтения-записи:

$$\text{частично поляризующий кубик: } M_1^{T/R} = \begin{bmatrix} m_{1r}^{t/r} & 0 \\ 0 & m_{1s}^{t/r} \end{bmatrix};$$

$$\text{диск: } M_2 = \sqrt{R} \begin{bmatrix} \cos\Delta\Theta_K & -\sin\Delta\Theta_K \\ \sin\Delta\Theta_K & \cos\Delta\Theta_K \end{bmatrix};$$

$$\text{анализатор: } M_3 = \begin{bmatrix} m_{3p}^{t/r} & 0 \\ 0 & m_{3s}^{t/r} \end{bmatrix},$$

где m^t — амплитудные коэффициенты пропускания ЧПК и А; m^r — коэффициенты отражения; R — энергетический коэффициент отражения МОД.

Результат прохождения света через оптическую схему — вектор $[E_e]$ на выходе анализатора — рассчитывается путем перемножения матриц Джонса всех оптических приборов в том порядке, в котором их проходит свет, и умножения полученной матрицы на вектор Джонса входящего пучка $[E_i]$. Вектор, описывающий излучаемый лазером свет, плоскость поляризации которого образует с осями ЧПК угол Θ_1 , имеет вид

$$[E_i] = E_0 \begin{bmatrix} \cos\Theta_1 \\ \sin\Theta_1 \end{bmatrix}.$$

Матрица $M^{T/R}$ запишется следующим образом:

$$M^{T/R} = M_3 C(\Theta_2) M_1^R M_2 M_1^T; \quad (1)$$

$$C(\Theta_2) = \begin{bmatrix} \cos\Theta_2 & -\sin\Theta_2 \\ \sin\Theta_2 & \cos\Theta_2 \end{bmatrix},$$

где $C(\Theta_2)$ — матрица перехода из осей ЧПК в оси анализатора, а угол Θ_2 — угол между S -осью ЧПК и осью непропускания анализатора.

Вектор поля $[E_e]$ на выходе схемы равен

$$[E_e] = M^{T/R} [E_i]. \quad (2)$$

Для непоглощающего ЧПК коэффициенты пропускания и отражения P - и S -компонент излучения связаны выражениями

$$|m_p^t|^2 = 1 - |m_p^r|^2 = k^2; \quad |m_s^t|^2 = 1 - |m_s^r|^2 = m^2.$$

Анализатор имеет следующие характеристики:

$$|m_{3p}^t|^2 = 0, \quad |m_{3s}^t|^2 = 1.$$

Выполняя операции (1) и (2), получим

$$[E_e] = E_0 \times \begin{bmatrix} 0 \\ \sqrt{1-k^2}(k\cos\Theta_1 \cdot \cos\Delta\Theta_K - m\sin\Theta_1 \cdot \sin\Delta\Theta_K)\sin\Theta_2 + \\ + \sqrt{1-m^2}(k\cos\Theta_1 \cdot \cos\Delta\Theta_K + m\sin\Theta_1 \cdot \sin\Delta\Theta_K)\cos\Theta_2 \end{bmatrix}.$$

Интенсивность света, падающего на ФД, равна

$$I = |E_p|^2 + |E_s|^2.$$

Для фототока примем следующую модель: $J = IsRae/h\nu$, где $(ae/h\nu)$ — квантовая эффективность фотокатода (А/Вт); s — сечение пучка.

Понимая под сигналом (ΔJ) половину величины размаха тока на выходе ФД при изменении направления намагниченности магнитооптической пленки на противоположное, получим

$$\begin{aligned} \Delta J = J_1 - J_2 = (P_0 R a e / h \nu) [& (1-k^2)\sin^2\Theta_2 [\sin^2\Delta\Theta_K (m^2\sin^2\Theta_1 - k^2\cos^2\Theta_1) - \\ & - 0,5kms\sin 2\Theta_1 \cdot \sin 2\Delta\Theta_K] + (1-m^2)\cos^2\Theta_2 [\sin^2\Delta\Theta_K (k^2\cos^2\Theta_2 - m^2\sin^2\Theta_1) + \\ & + 0,5kms\sin 2\Theta_1 \cdot \sin 2\Delta\Theta_K] + \sqrt{(1-k^2)(1-m^2)}\sin 2\Theta_2 [kms\sin 2\Theta_1 (-2\sin^2\Delta\Theta_K) + \\ & + \sin 2\Delta\Theta_K (k^2\cos^2\Theta_1 - m^2\sin^2\Theta_1)]], \end{aligned}$$

где $P_0 = E_0^2 s$ — мощность светового потока, излучаемого лазером. В соответствии с теорией фотоэффекта среднеквадратичное значение дробового шума на выходе ФД опишется выражением

$$\begin{aligned} \sigma_{др} = \sqrt{(P_0 R a e^2 2B / h \nu)} [& \sqrt{1-k^2}(k\cos\Theta_1 \cdot \cos\Delta\Theta_K - m\sin\Theta_1 \cdot \sin\Delta\Theta_K)\sin\Theta_2 + \\ & + \sqrt{1-m^2}(m\sin\Theta_1 \cdot \cos\Delta\Theta_K + k\cos\Theta_1 \cdot \sin\Delta\Theta_K)\cos\Theta_2], \end{aligned}$$

где B — ширина полосы частот пропускания электронного тракта. Отношение С/Ш в этом случае равно

$$\begin{aligned} \frac{\Delta J}{\sigma_{ш}} = \sqrt{\frac{P_0 R a}{h \nu 2B}} \times \\ \times \frac{(1-k^2)\sin^2\Theta_2 [\sin^2\Delta\Theta_K (m^2\sin^2\Theta_1 - k^2\cos^2\Theta_1) - 0,5kms\sin 2\Theta_1 \cdot \sin 2\Delta\Theta_K] +}{\sqrt{1-k^2}(k\cos\Theta_1 \cdot \cos\Delta\Theta_K - m\sin\Theta_1 \cdot \sin\Delta\Theta_K)\sin\Theta_2 +} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \rightarrow \frac{+ (1-m^2)\cos^2\Theta_2 [\sin^2\Delta\Theta_K (k^2\cos^2\Theta_1 - m^2\sin^2\Theta_1) + 0,5k\sin 2\Theta_1 \cdot \sin 2\Delta\Theta_K] +}{+ \sqrt{1-m^2} (m\sin\Theta_1 \cdot \cos\Delta\Theta_K + k\cos\Theta_1 \cdot \sin\Delta\Theta_K)\cos\Theta_2} \\
 & \rightarrow \frac{+ \sqrt{(1-k^2)(1-m^2)}\sin 2\Theta_2 [k\sin 2\Theta_1 (-2\sin^2\Delta\Theta_K) + \sin 2\Delta\Theta_K (k^2\cos^2\Theta_1 -}{- m^2\sin^2\Theta_1)]}{\phantom{+ \sqrt{(1-k^2)(1-m^2)}\sin 2\Theta_2 [k\sin 2\Theta_1 (-2\sin^2\Delta\Theta_K) + \sin 2\Delta\Theta_K (k^2\cos^2\Theta_1 -} } \quad (3)
 \end{aligned}$$

Полученное выражение для отношения С/Ш является трансцендентной функцией четырех переменных k, m, Θ_1, Θ_2 при заданном параметре $\Delta\Theta_K$. Аналитически исследовать такую функцию на экстремум невозможно. Поэтому воспользуемся численным методом конфигураций и определим значения $k_{\text{опт}}, m_{\text{опт}}, \Theta_{1\text{опт}}, \Theta_{2\text{опт}}$, при которых $\Delta J/\sigma_{\text{ш}}$ достигает своего максимума (см. Приложение).

Полученные результаты представлены на рис. 2 в виде зависимости $(\Delta J/\sigma_{\text{ш}}) = f(\Delta\Theta_K)$ (утолщенная линия) для случая, когда можно ограничиться учетом только дробового шума, и соответствующие ей кривые $k_{\text{опт}}^2 [m_{\text{опт}}^2] = f(\Delta\Theta_K)$ (штриховые линии) и $\Theta_{1\text{опт}} [\Theta_{2\text{опт}}] = f(\Delta\Theta_K)$ (штрихпунктирные линии).

Для интерпретации полученных результатов рассмотрим вначале несколько вспомогательных графиков, которые позволяют оценить роль коэффициентов пропускания ЧПК по P - и S -компонентам. Соответствующие кривые для отношения С/Ш как функции k и m при $\Theta_{1\text{опт}}, \Theta_{2\text{опт}}$ для $k^2 = (0,7; 0,95; 0,97; 1)$, $\Delta\Theta_K = 1, 2^\circ$ изображены на рис. 3. Из графиков видно, что:

1. Для $k^2 \leq 0,9$ отношение сигнал/шум является убывающей функцией величины m^2 , и наибольшему значению отношения сигнал/шум соответствует $m^2 = 0$, что означает полное отражение кубиком S -компоненты света (S -компонента входного пучка на диск не попадает, а S -компонента отраженного луча, которая несет информацию о повороте плоскости поляризации на $\Delta\Theta_K$, полностью отклоняется частично-поляризующий кубик к анализатору и фотодетектору).

2. Начиная с некоторого значения $k^2 (\approx 0,9)$ $\Delta J/\sigma_{\text{ш}} = f(m^2)$ носит немонотонный характер: каждому значению k^2 соответствует определенное значение m^2 , при котором $(\Delta J/\sigma_{\text{ш}})$ достигает максимума.

3. $(\Delta J/\sigma_{\text{ш}})_{\text{max}}$ возрастает с увеличением k^2 и достигает наибольшего значения при $k^2 = 1$.

Анализируя (3), можно показать:

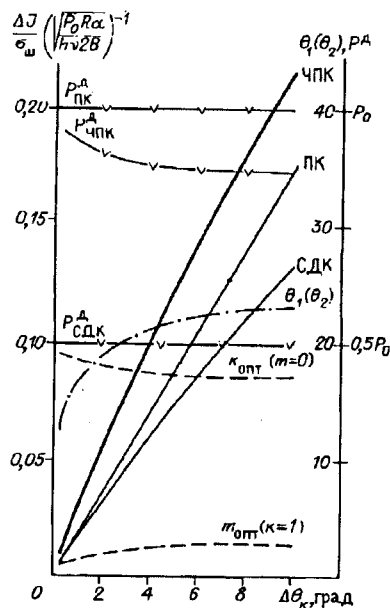


Рис. 2

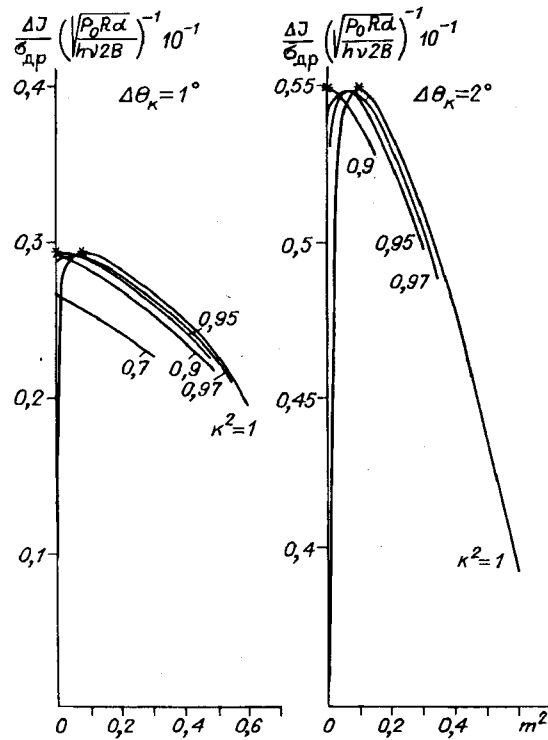


Рис. 3

$$\left(\frac{\Delta J}{\sigma_{\text{ш}}} \right)' \Big|_{k=1; m=m'; \Theta_1=\Theta_1'; \Theta_2=\Theta_2'} = \left(\frac{\Delta J}{\sigma_{\text{ш}}} \right)'' \Big|_{k=k''; m=0; \Theta_1=\Theta_1''; \Theta_2=\Theta_2''},$$

причем $m' = \sqrt{1 - (k'')^2}$; $\Theta_1' = \Theta_2''$; $\Theta_2' = \Theta_1''$. Это означает, что одного и того же отношения С/Ш, в том числе и наилучшего (отмечено звездочками на рис. 3), можно достичь, используя две различные конфигурации оптического тракта.

Конфигурация I — плоскость поляризации света, излучаемого лазером, — образует с осью P ЧПК угол $\Theta_{1\text{опт}}$; ЧПК полностью пропускает P -компоненту входящего света ($k_{\text{опт}}^2 = 1$) и отклоняет к ФД большую часть S -компоненты отраженного от диска света, содержащей информацию о повороте плоскости поляризации ($m^2 = m_{\text{опт}}^2$); оси анализатора располагаются по отношению к осям ЧПК по скрещенной геометрии ($\Theta_{2\text{опт}} = 0$) (см. таблицу).

Конфигурация II — плоскость поляризации излучения лазера совпадает с P -направлением ($\Theta_{1\text{опт}} = 0$); коэффициент пропускания ЧПК для P -компоненты равен $k_{\text{опт}}^2$; $m_{\text{опт}}^2 = 0$, т. е. вся S -компонента, содержащаяся в отраженном свете, отклоняется к ФД; оси анализатора расположены под углом $\Theta_{2\text{опт}}$ к осям ЧПК (см. таблицу).

Сравним мощности света, падающего на диск, в случаях I и II. Для этого зададимся величинами $\Delta\Theta_{\kappa}$ (например, $\Delta\Theta_{\kappa} = 0,3^\circ$) и P_0 ($P_0 = 0,5$ мВт). По графикам на рис. 2 определим значения $k_{\text{опт}}^2$, $m_{\text{опт}}^2$, $\Theta_{1\text{опт}}$, $\Theta_{2\text{опт}}$ и вычислим $P_1^{\text{II}} = P_0 k_{\text{опт}}^2 = 0,478$ мВт и $P_2^{\text{II}} = 0,475$ мВт. Как видим, $P_1^{\text{II}} \approx P_2^{\text{II}}$. Можно показать, что это соотно-

№ п/п	k^2	m^2	θ_1	θ_2	Мощность света, падающего на диск, P^D	Мощность света, падающего на ФД
I	1	$m_{\text{опт}}^2$	$\theta_{1\text{опт}}$	0	$P_0(m_{\text{опт}}^2 + (1 - m_{\text{опт}}^2) \times \cos^2 \theta_{1\text{опт}})$	$P_0(1 - m^2) \cos^2 \theta_2 [\sin^2 \Delta \theta_K (\cos^2 \theta_1 - m^2 \sin^2 \theta_1) + 0,5 m \sin 2\theta_1 \cdot \sin 2\Delta \theta_K]$
II	$k_{\text{опт}}^2$	0	0	$\theta_{2\text{опт}}$	$P_0 k_{\text{опт}}^2$	$P_0 k^2 \cos^2 \theta_1 [\sin^2 \Delta \theta_K \times (\cos^2 \theta_2 - (1 - k^2) \sin^2 \theta_2) + 0,5 \sqrt{1 - k^2} \sin^2 \theta_2 \cdot \sin 2\Delta \theta_K]$

шение выполняется для любого значения $\Delta \theta_K$. Следовательно, схемы I и II равноценны при записи информации. С точки зрения мощности света, падающего на ФД, конфигурации I и II также эквивалентны.

Возвратимся теперь к рис. 2, на котором, кроме зависимости $\left(\frac{\Delta J}{\sigma_{\text{ш}}}\right)_{\text{max}} = f(\Delta \theta_K)$ для схемы с ЧПК, изображены кривые, соответствующие

схемам с СДК и поляризационным кубиком (ПК), а также показаны графики функций мощности, падающей на диск $P^D = f(\Delta \theta_K)$, для схем с СДК, ПК и ЧПК. Из рисунка видно, что при использовании СДК на диск падает только 50 % света, излучаемого лазером, а к ФД, даже в случае 100 %-ного отражения света от диска, отклоняется не более 25 % излучения, что, естественно, требует соответствующего увеличения мощности лазера. Использование СДК является наиболее невыгодным и с точки зрения максимизации отношения С/Ш. Для малых $\Delta \theta_K$ не дает существенного выигрыша в отношении С/Ш и использование ПК. Однако ПК, как следует из кривых для P^D , может оказаться полезным для увеличения интенсивности светового потока, достигающего МО пленки и снижения требуемой для записи информации мощности лазера.

Применение ЧПК с оптимальными коэффициентами пропускания по P- и S-компонентам для $\Delta \theta_K$ от 0,3 до 0,5° способствует увеличению $\Delta J/\sigma_{\text{ш}}$ в 1,8—1,5 раза по сравнению с СДК и ПК. В схеме с ЧПК для $\Delta \theta_K < 2^\circ$ на диск попадает более 90 % мощности излучения лазера, что в 1,8 раза больше, чем для схемы с СДК.

В реальных схемах фотоприемного модуля существенный вклад в суммарный шум вносят темновые шумы фотоприемника, шумы входных усилителей и шумы, обусловленные фоновой засветкой. Проанализируем влияние перечисленных шумов на отношение С/Ш. Выражение (3) в присутствии некоррелированных с дробовым фоновых шумов со среднеквадратичным значением $\sigma_{\text{ф}}$ имеет вид

$$\left(\frac{\Delta J}{\sigma_{\text{ш}\Sigma}}\right) = \frac{\Delta J}{\sqrt{\sigma_{\text{др}}^2 + \sigma_{\text{ф}}^2}}. \quad (4)$$

В качестве иллюстрации (4) на рис. 4 приведены графики максимальных значений отношения С/Ш $\left(\frac{\Delta J}{\sigma_{\text{ш}\Sigma}}\right)_{\text{max}}$ как функции $\Delta \theta_K$ для

$(\sigma_{\text{ф}}/\sigma_{\text{др}})^2 = 1,10$ при оптимальных значениях θ_1, θ_2, k, m , которые вычислялись, как и в предыдущем случае, методом конфигураций. Из графиков видно, что с ростом фонового шума отношение С/Ш существенно ухудшается.

Штриховой и штрихпунктирной линиями на рис. 4 показаны присутствие фонового шума не только не дает выигрыша в отношении С/Ш по сравнению с СДК, но существенно снижает $(\Delta J/\sigma_{ш\Sigma})$ и, следовательно, является наиболее невыгодным. Использование ЧПК позволяет увеличить отношение С/Ш в 1,5 раза по сравнению со схемой с СДК и в 10 раз по сравнению с ПК.

Для достижения наибольшего значения $\Delta J/\sigma_{ш\Sigma}$ можно использовать два различных варианта оптического тракта, аналогичных рассмотренным ранее конфигурациям I и II (см. кривые $k_{\text{опт}}^2 = f(\Delta\Theta_K)$, $m_{\text{опт}}^2 = f(\Delta\Theta_K)$).

На рис. 5 изображены графики зависимости $\Theta_{1\text{опт}}[\Theta_{2\text{опт}}] = f\left(\frac{\sigma_{\Phi}}{\sigma_{\text{др}}}\right)$, из которых видно, что с ростом фонового шума $\Theta_{1\text{опт}}[\Theta_{2\text{опт}}]$ стремится к 45° .

Проанализируем теперь выражение для отношения С/Ш в схеме дифференциального фотоприемника (ДП) (рис. 6), позволяющего существенно скомпенсировать шумы лазера и шумы, вызванные неоднородностью магнитооптического слоя. Для построения дифференциальной схемы детектирования в качестве анализатора будем использовать поляризационный кубик. Для компенсации указанных шумов необходимо организовать ДП с равными интенсивностями излучения на фотодиодах $I_{\text{ФД1}} = I_{\text{ФД2}}$ в случае, когда свет не испытывает поворота плоскости поляризации при отражении от диска (назовем направление поляризации отраженного света в таком случае нейтральным). Требование $I_{\text{ФД1}} = I_{\text{ФД2}}$ достигается с помощью пластинки $\lambda/2$, которая позволяет установить плоскость поляризации нейтрального пучка под углом 45° к осям ПК. Необходимо отметить, что так как ЧПК имеет различные коэффициенты пропускания по *P*- и *S*-компонентам, плоскость

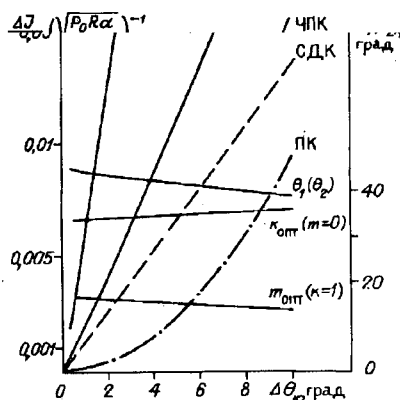


Рис. 4

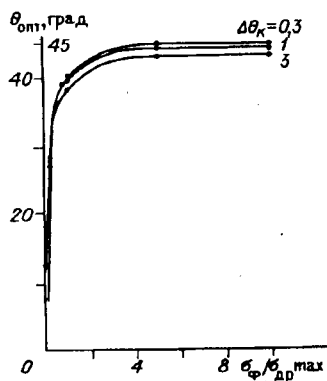


Рис. 5

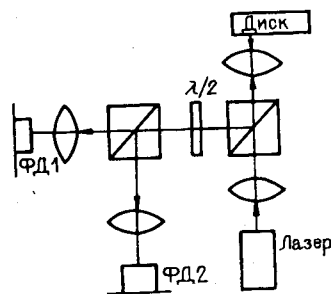


Рис. 6

поляризации света, падающего на анализатор (нейтрального пучка), отличается от направления поляризации света, излучаемого лазером.

Ток на выходе дифференциального фотоприемника, равный разности выходных токов фотодиодов ФД1 и ФД2, описывается выражением

$$\Delta J = J_1 - J_2 = (P_0 R \alpha e / h \nu) \sqrt{(1-k^2)(1-m^2)} [k^2(\cos^2 \Theta_1 - m^2 \sin^2 \Theta_1) \times \\ \times \sin 2\Delta \Theta_K + k m \sin 2\Theta_1 \cdot \cos 2\Delta \Theta_K].$$

Среднеквадратичное отклонение суммарного дробового и фоновых шумов запишется следующим образом:

$$\sigma_{\Sigma} = \sqrt{\sigma_{\text{др1}}^2 + \sigma_{\text{др2}}^2 + \sigma_{\Phi 1}^2 + \sigma_{\Phi 2}^2} = \sqrt{(P_0 R \alpha e^2 2B / h \nu) \times \\ \times ([(1-k^2)(k \cos \Theta_1 \cdot \cos \Delta \Theta_K - m \sin \Theta_1 \cdot \sin \Delta \Theta_K)^2 + (1-m^2) \times \\ + \sqrt{1-m^2}(m \sin \Theta_1 \cdot \cos \Delta \Theta_K + k \cos \Theta_1 \cdot \sin \Delta \Theta_K)] ; \\ \sigma_{\text{др2}} = \sqrt{(P_0 R \alpha e^2 B / h \nu)} [\sqrt{1-k^2}(k \cos \Theta_1 \cdot \cos \Delta \Theta_K - m \sin \Theta_1 \cdot \sin \Delta \Theta_K) - \\ - \sqrt{1-m^2}(m \sin \Theta_1 \cdot \cos \Delta \Theta_K + k \cos \Theta_1 \cdot \sin \Delta \Theta_K)] ; \\ \sigma_{\Phi}^2 = \sigma_{\Phi 1}^2 + \sigma_{\Phi 2}^2.$$

Выражение для отношения С/Ш на выходе такого фотоприемника равно

$$\left(\frac{\Delta J}{\sigma_{\Sigma}} \right)^{\text{ДП}} = \sqrt{\frac{P_0 R \alpha}{h \nu 2B}} \frac{\sqrt{(1-k^2)(1-m^2)} [\sin 2\Delta \Theta_K (k^2 \cos^2 \Theta_1 - \\ - m^2 \sin^2 \Theta_1) + \\ + m^2 \sin^2 \Theta_1 [(1-k^2) \sin^2 \Delta \Theta_K + (1-m^2) \cos^2 \Delta \Theta_K] + \\ + k m \sin 2\Theta_1 \cdot \cos 2\Delta \Theta_K]}{(k^2 \cos^2 \Theta_1 [(1-k^2) \cos^2 \Delta \Theta_K + (1-m^2) \sin^2 \Delta \Theta_K] + \\ + 0,5 k m \sin 2\Theta_1 \cdot \sin 2\Delta \Theta_K [(1-m^2) - (1-k^2)] + \sigma_{\Phi}^2)^{1/2}} \quad (5)$$

При помощи ЭВМ методом конфигураций найдено значение $m_{\text{опт}}^2 = 0$. В таком случае (5) запишется следующим образом:

$$\left(\frac{\Delta J}{\sigma_{\Sigma}} \right)^{\text{ДП}} = \frac{\sqrt{(P_0 R \alpha / h \nu 2B)} k^2 \sqrt{1-k^2} \sqrt{1-m^2} \sin 2\Delta \Theta_K}{(k^2 [(1-k^2) \cos^2 \Delta \Theta_K + (1-m^2) \sin^2 \Delta \Theta_K] + (\sigma_{\Phi} / \sigma_{\text{др max}})^2)^{1/2}}, \quad (6)$$

где $\sigma_{\text{др max}} = \sqrt{(P_0 R \alpha e^2 2B / h \nu)}$. Из (6) определим зависимость отношения С/Ш от величины фоновых шумов и найдем значения коэффициентов k и m , при которых $\frac{\Delta J}{\sigma_{\Sigma}}$ достигает максимального значения для различных σ_{Φ} и $\Delta \Theta_K$. На рис. 7 представлены графики, иллюстрирующие (6) при

$\left(\frac{\sigma_{\phi}}{\sigma_{\text{др}}}\right)^2 = 0; 1, \Delta\Theta_K = 3; 5^\circ$ (сплошные линии) и $\Delta\Theta_K = 1^\circ$ (штриховые линии). Из графиков видно, что величина фоновго шума (σ_{ϕ}) существенно влияет на $\frac{\Delta J}{\sigma_{\text{ш}\Sigma}}$ (с ростом

$\left(\frac{\sigma_{\phi}}{\sigma_{\text{др}}}\right)^2$ от 0 до 10 отношение С/Ш уменьшается в 5 раз (на 14 дБ)) и на значение $k_{\text{опт}}^2$. Так, при изменении $\left(\frac{\sigma_{\phi}}{\sigma_{\text{др}}}\right)^2$ от 0 до 1 $k_{\text{опт}}^2$ уменьшается от 0,98 до 0,67.

Для объяснения полученных результатов проведем следующие преобразования:

1. В случае, когда фоновый шум отсутствует, выражение для отношения С/Ш принимает следующий вид:

$$\text{а) } \frac{\Delta J}{\sigma_{\text{ш}\Sigma}} = \sqrt{\frac{P_0 R \alpha}{h\nu 2B}} \frac{k^2 \sqrt{1-k^2} \sqrt{1-m^2} \sin 2\Delta\Theta_K}{k \sqrt{1-k^2} \cos \Delta\Theta_K} \sim 2k \sin \Delta\Theta_K. \quad (7)$$

Это выражение справедливо при выполнении условия $\cos^2 \Delta\Theta_K \gg \sin^2 \Delta\Theta_K$ для малых $\Delta\Theta_K$ и $\cos^2 \Delta\Theta_K \approx 1$. Из полученного выражения можно сделать вывод о том, что при $\sigma_{\phi} \rightarrow 0$ $k_{\text{опт}}^2 \rightarrow 1$. Однако, когда k^2 настолько близко к 1, что $(1-k^2)\cos^2 \Delta\Theta_K$ и $(1-m^2)\sin^2 \Delta\Theta_K$ становятся сравнимыми величинами, отношение С/Ш равно

$$\text{б) } \frac{\Delta J}{\sigma_{\text{ш}}} = \sqrt{\frac{P_0 R \alpha}{h\nu 2B}} \frac{k^2 \sqrt{(1-k^2)(1-m^2)} \sin 2\Delta\Theta_K}{k \sqrt{1-m^2} \sin \Delta\Theta_K}.$$

При этом знаменатель выражения для $(\Delta J/\sigma_{\text{ш}\Sigma})$ стремится к постоянной величине $\sqrt{1-m^2} \sin \Delta\Theta_K$, а числитель — к нулю. Кривая $\Delta J/\sigma_{\text{ш}\Sigma} = f(\Delta\Theta_K)$ переходит через максимум и $(\Delta J/\sigma_{\text{ш}\Sigma}) \rightarrow 0$.

2. При значительных фоновых шумах ($\sigma_{\phi} \gg \sigma_{\text{др}}$) знаменатель выражения (б) стремится к постоянной величине ($\sigma_{\text{ш}\Sigma} \rightarrow \sigma_{\phi}$), и, следовательно, $\Delta J/\sigma_{\text{ш}\Sigma}$ достигает своего максимального значения в точке максимума сигнала ΔJ_{max} (штрихпунктирная линия на рис. 7):

$$\Delta J \sim k^2 \sqrt{1-k^2} \sqrt{1-m^2} \sin 2\Delta\Theta_K. \quad (8)$$

Дифференцируя (8) по k и m , приравнявая производную нулю и определяя экстремум ΔJ , получим коэффициенты пропускания ЧПК (k^2 и m^2), для которых $(\Delta J/\sigma_{\text{ш}\Sigma})^{\text{ДП}} = (\Delta J/\sigma_{\text{ш}\Sigma})_{\text{max}}^{\text{ДП}}$. Из (8) видно, что $m_{\text{опт}}^2 = 0$. Производная по k имеет вид

$$(\Delta J)' = \sqrt{1-m^2} \sin 2\Delta\Theta_K \left[2k\sqrt{1-k^2} - \frac{k^3}{\sqrt{1-k^2}} \right]. \quad (9)$$

Приравнявая (9) к нулю, определим $k_{\text{опт}}^2$:

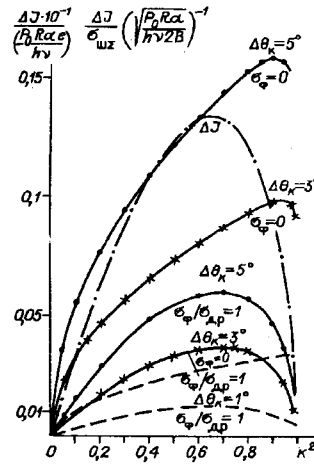


Рис. 7

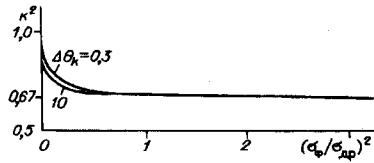


Рис. 8

$$2(1-k^2) - k^2 = 0 \Rightarrow k_{\text{опт}}^2 = 2/3 \approx 0,67.$$

Из полученных результатов можно сделать вывод, что в присутствии значительных дополнительных шумов для достижения максимального отношения С/Ш необходимо использовать ЧПК с амплитудными ко-

эффициентами пропускания по P -компоненте $k_{\text{опт}} = \sqrt{0,67}$, по S -компоненте $m_{\text{опт}} = 0$.

На рис. 8 изображена зависимость $k_{\text{опт}}^2 = f\left(\frac{\sigma_{\phi}}{\sigma_{\text{др}}}\right)$ для $\Delta\Theta_K = 0,3 \dots 10$.

Из графика видно, что, начиная с $(\sigma_{\phi}/\sigma_{\text{др}})^2 = 1$, кривые сливаются и $k_{\text{опт}}^2 = 0,67$ для всех значений $\Delta\Theta_K$. Следовательно, при $\sigma_{\phi} \gg \sigma_{\text{др}}$ величина $\Delta\Theta_K$ не влияет на выбор ЧПК для схемы с дифференциальным фотоприемником, так как в реальных схемах фоновые шумы значительно превышают дробовые.

Из приведенных рассуждений видно, что при использовании конкретного МОД, параметры которого описываются коэффициентом отражения и углом керровского вращения плоскости поляризации света, отраженного от диска, можно таким образом сконструировать оптическую головку чтения-записи, что отношение сигнал/шум в канале чтения достигнет своего максимально возможного значения для заданного $\Delta\Theta_K$. Для этого

— в случае, когда можно ограничиться учетом только дробового шума, необходимо использовать ЧПК с оптимальными коэффициентами пропускания P - и S -компонент света, зависящими от величины угла $\Delta\Theta_K$ конкретного диска, при этом оси ЧПК и анализатора располагаются под углами $\Theta_{1\text{опт}}$, $\Theta_{2\text{опт}}$ по отношению к плоскости поляризации света, падающего на диск; параметры $k_{\text{опт}}$, $m_{\text{опт}}$, $\Theta_{1\text{опт}}$, $\Theta_{2\text{опт}}$ определяются по рис. 2;

— в присутствии некоррелированных с дробовым фоновых шумов оптимальные параметры ЧПК ($k_{\text{опт}}$, $m_{\text{опт}}$, $\Theta_{1\text{опт}}$), а также $\Theta_{2\text{опт}}$ зависят от соотношения $\sigma_{\phi}/\sigma_{\text{др}}$ и $\Delta\Theta_K$, и, следовательно, в каждом конкретном случае необходимо, чтобы ЧПК имел строго определенные параметры, при которых $\Delta J/\sigma_{\text{ш}\Sigma}$ достигает максимального значения; с ростом фонового шума $\Theta_{1\text{опт}}$ стремится к 45° ; $k_{\text{опт}}$, $m_{\text{опт}}$, $\Theta_{1\text{опт}}$, $\Theta_{2\text{опт}}$ определяются по рис. 4;

— при использовании дифференциальной схемы фотодетектирования для уменьшения шумов, обусловленных флуктуациями интенсивности излучения лазера и шероховатостью информационного слоя и покрытий диска, ЧПК должен иметь следующие характеристики:

1) в случае незначительных фоновых шумов $m^2 = 0$; $k^2 \rightarrow 1$ (см. рис. 7);

2) при $\sigma_{\phi} \gg \sigma_{\text{др}}$ $m^2 = 0$; $k^2 = 0,67$ независимо от величины $\Delta\Theta_K$. Угол $\Theta_{1\text{опт}} = 0$ в том и другом случае.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Определение максимума функции многих переменных по методу конфигураций строится на основе итеративных процедур, причем на каждой итерации решаются две задачи: отыскание направления возрастания из данной точки и нахождение наибольшего значения функции в этом направлении [6].

Пусть задана функция n переменных $F(X_1, \dots, X_i, \dots, X_n)$. Поиск максимального значения по координате X_1 начинаем с некоторой начальной точки P с координатами $(x_1, \dots, x_i, \dots, x_n)$, где $x_1, \dots, x_i, \dots, x_n$ — произвольно выбранные значения $X_1, \dots, X_i, \dots, X_n$. Зададимся начальным значением шага $S_i = d$. Вычислим значение функции в точке $(x_1, \dots, x_i, \dots, x_n)$ и в точках $(x_1, \dots, x_i \pm d, \dots, x_n)$. Если из этих трех значений функция максимальна в крайней точке, то принимаем ее за начальную и продолжаем аналогичные операции. Если максимуму соответствует средняя точка $(x_1, \dots, x_i, \dots, x_n)$, то она принимается за начальную, а дальнейшее определение максимума производится по следующей координате X_2 (шаг вычислений по различным координатам может быть разным). Вычисления продолжаются по всем координатам до тех пор, пока не будет найдено максимальное значение функции по всем направлениям. После этого размер шага уменьшается пропорционально некоторому коэффициенту r_n и становится по i -му аргументу равным $S_i = S_i r_i$. Описанная процедура повторяется, и определяется наибольшее значение $F(X_1, \dots, X_i, \dots, X_n)$ с новым шагом. Вычисления прекращаются, если размеры шагов по всем аргументам $X_1, \dots, X_i, \dots, X_n$ становятся меньше заданных $d_1^0, \dots, d_i^0, \dots, d_n^0$ соответственно, которые удовлетворяют требованиям необходимой точности оценки параметров $X_1, \dots, X_i, \dots, X_n$, соответствующих максимальному значению функции $F(X_1, \dots, X_i, \dots, X_n)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Finkelstein Blair I., Williams W. C. Noise sources in magneto-optic recording // Appl. Opt.—1988.—27, N 4.
2. Tomita Y., Yoshino T. Optimum design of multilayer—medium structures in a magneto-optical readout systems // JOSA A.—1984.—1, N 8.
3. Jiu-Yao Tang, Jin-Fa Tang. Optimum design and preparation of multilayered magneto-optic recording media // Appl. Opt.—1990.—29, N 17.
4. Соболев В. С., Филимоненко И. В. Оптимизация фотоприемного тракта магнитооптической памяти // Автометрия.—1989.—№ 2.
5. Шерклифф У. Поляризованный свет.—М.: Мир, 1965.
6. Дьяконов В. П. Справочник по алгоритмам и программам на языке Бейсик для персональных ЭВМ.—М.: Наука, 1987.

Поступила в редакцию 25 декабря 1990 г.

УДК 681.3.01 : 681.7

А. А. Вербовецкий

(Москва)

ПРИНЦИПЫ СОЗДАНИЯ И СХЕМОТЕХНИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ПОСТРОЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ МНОГОКАНАЛЬНЫХ АССОЦИАТИВНЫХ КОРРЕЛЯТОРОВ ДЛЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Предложены принципы и схмотехнические варианты построения многоканальных ассоциативных корреляторов на основе интегральной и волоконной оптики. Произведены оценки основных параметров таких устройств, которые, в частности, показывают, что корреляторы на перестраиваемых лазерных диодах могут одновременно обрабатывать до 10^{12} признаков при времени определения совпадения порядка 100 нс. Предложен способ и рассмотрен вариант создания волоконно-оптической системы межпроцессорной связи и коммутации с ассоциативным поиском информации для суперЭВМ.