7. **Zriouil M., Elouadi B., Raves J., Hagenmuller P.** Effect of zirconium substitution on the crystallographic and dielectric properties of $LiTaO_3$ // J. Solid State Chem.— 1984.— V. 51, N 1.— P. 53.
8. **Зилинг К. К., Надолинный В. А., Шашкин В. В.** Диффузия титана в $LiNbO_3$ и ее влияние на оптические свойства // Неорган. материалы.— 1980.— Т. 16, № 4.
9. **Акустические** кристаллы/Под ред. М. П. Шаскольской.— М.: Наука, 1982.
10. **DiDomenico M., Wemple S. H.** Oxygen-octahedra ferroelectrics // J. Appl. Phys.— 1969.— V. 40, N 2.— P. 720.
11. **Barns R. L., Carruthers J. R.** Lithium tantalate single crystal stoichiometry // J. Appl. Cryst.— 1970.— V. 3.— P. 395.
12. **Кэй Д., Лэби Т.** Таблица физических и химических постоянных.— М.: Физматгиз, 1962.
13. **Бацанов С. С.** Структурная рефрактометрия.— М.: Высш. шк., 1976.
14. [illegible] — $(TiO_2)_2$ // Mat. Res. Bull.— 1981.— V. 16, N 9.— P. 1099.

Поступила в редакцию 17 февраля 1988 г.

УДК 681.327.68

О. Н. МОТРУК

(Киев)

РАСЧЕТ ДОПУСТИМЫХ ОТКЛОНЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ПОДЛОЖКИ НОСИТЕЛЯ ИНФОРМАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ЗАПОМИНАЮЩЕГО УСТРОЙСТВА С ПОБИТОВЫМ ПРЕДСТАВЛЕНИЕМ ДАННЫХ

Для оптических запоминающих устройств (ОЗУ) с побитовым представлением данных, в которых подложка носителя информации (НИ) дополнительно используется в целях защиты информации от механических повреждений и пыли, требования к разнотолщинности и изменению показателя преломления подложки НИ определены в работе [1].

При изготовлении подложек НИ требуется знание допустимых отклонений еще ряда параметров, влияющих на процессы записи и воспроизведения информации. К таким параметрам следует отнести клиновидность и наклоны НИ, плоскостность, двойное лучепреломление, пузырность, размер непрозрачных включений.

Расчет допусков на эти параметры проведем для монохроматического излучения при условии, что остаточная аберрация фокусирующего объектива в осевой точке равна нулю и его входной зрачок заполняется гауссовым пучком.

Определение допусков на клиновидность и наклоны подложки НИ. Допуск определяется двумя явлениями, отрицательно влияющими на работу ОЗУ: 1) ухудшение фокусировки лазерного излучения за счет возникновения аберрации комы; 2) смещение оси отраженного пучка, что в некоторых системах слежения за фокусом и дорожкой может привести к возникновению ложного сигнала рассогласования.

Ход лучей сходящегося пучка через подложку НИ при отсутствии клиновидности (сплошные линии) и при ее наличии (штриховые линии) представлен на рис. 1. Поперечная аберрация наклонного луча, лежащего в меридиональной плоскости, равна

$$\delta g = \left(d - \frac{\varkappa}{\operatorname{tg}\alpha}\right)\operatorname{tg}(\nu + \Theta) + \varkappa - d\operatorname{tg}\alpha' - d\operatorname{tg}(\Theta - \Theta'),$$

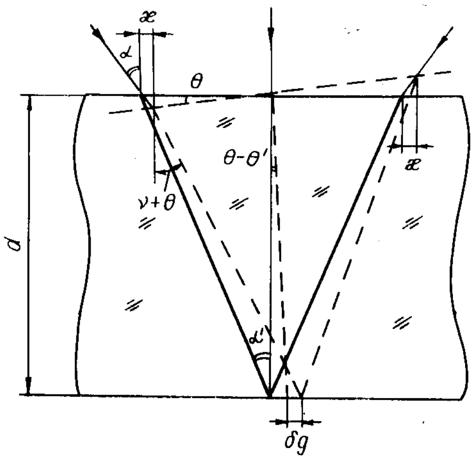

Рис. 1

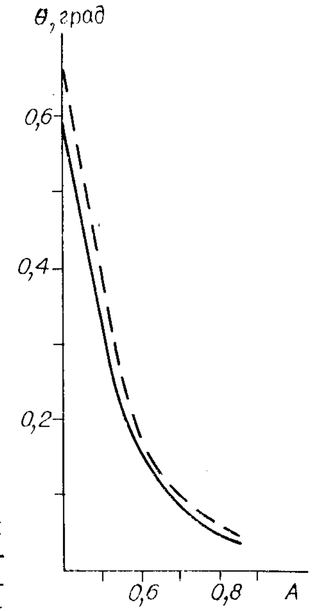

Рис. 2

где d — толщина подложки НИ; α, α' — углы падения и преломления луча; ν — угол преломления наклонного луча при наклоне верхней поверхности подложки; Θ — угол наклона верхней поверхности подложки; Θ' — угол преломления осевого луча; $\varkappa$ — радиальное смещение точки пересечения луча с верхней поверхностью подложки относительно оси пучка.

Такая же по величине аберрация возникает при наклоне НИ в отсутствие клиновидности. Так как угол Θ мал, то после несложных преобразований можно получить соотношение $\delta g \simeq \varkappa \simeq \Theta d \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \alpha'$.

Для произвольной плоскости меридиональная и сагиттальная составляющие поперечной аберрации соответственно равны

$$\delta g = \Theta d \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \alpha' \cos^2 \varphi; \quad \delta G = \Theta d \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \alpha' \cos \varphi \sin \varphi,$$

где φ — азимутальный угол плоскости падения.

Волновая аберрация находится при помощи известного соотношения [2]

$$N = -n \int_0^{\sin \alpha'} (\delta G \sin \varphi + \delta g \cos \varphi)\, d (\sin \alpha').$$

Отсюда $N = -nd\Theta \cos \varphi \int_0^{\sin \alpha'} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \alpha' d (\sin \alpha')$.

Ограничимся квадратичными членами в разложении подынтегральной функции. Тогда $N = -\frac{n^2}{3} \Theta \alpha'^3 d \cos \varphi$.

Волновая аберрация такого вида определяет кóму, допустимое значение которой, полученное из критерия Марешаля, не должно превышать $0{,}6\lambda$ [3]. Из условия $N = 0{,}6\lambda$ находим допуск на клиновидность подложки и наклоны НИ:

$$\Theta = 1{,}8 \lambda n / d \alpha_0^3, \tag{1}$$

где λ — длина волны излучения; $\alpha_0 = \arcsin A$; A — числовая апертура фокусирующего объектива; n — показатель преломления.

Максимум интенсивности в дифракционном пятне расположен на расстоянии $l = 2/9 \delta g$ относительно параксиального изображения [3].

На рис. 2 приведены кривые зависимости Θ от апертуры фокусирующего объектива для $\lambda = 0{,}8$ мкм, $n = 1{,}51$, рассчитанные по формуле (1), для толщины подложки НИ 3 мм. Штриховой линией изображен график той же зависимости, построенный на основании расчета хода лучей через клиновидную подложку с последующим вычислением дифракционного интеграла, для коэффициента заполнения зрачка фокусирующего объектива гауссовым пучком $\mu = 1$, при котором достигается максимальная концентрация энергии в сфокусированном пятне [4]. В области апертур 0,4—0,9 погрешность формулы (1) не превышает 15 %.

Для вычисления смещения оси отраженного пучка при малых величинах клиновидности подложки НИ нетрудно получить выражение

$$\Delta = 2f\Theta n, \tag{2}$$

где f — фокусное расстояние объектива, которое связано с толщиной подложки следующим образом:

$$f = S + d/n,$$

здесь S — расстояние от задней главной точки объектива до верхней поверхности подложки.

Смещение оси отраженного информационным слоем пучка при малых наклонах НИ в отсутствие клиновидности может быть определено из выражения

$$\Delta = 2\Theta f. \tag{3}$$

При расчете допусков на клиновидность и наклоны НИ следует учитывать конкретный тип систем слежения, а допуск устанавливать по минимальному значению Θ, получаемому на основании формул (1), (2) или (3).

Определение допуска на плоскостность подложки НИ. Влияние плоскостности на фокусировку лазерного излучения может быть сведено к рассмотрению дефокусировки, разнотолщинности и клиновидности. Другой аспект определения допуска на плоскостность подложки НИ состоит в рассмотрении работы системы автоматической регулировки фокуса. Именно с ее свойствами и связан допуск на плоскостность подложки НИ.

Для дискового НИ, вращающегося с частотой η, оптический профиль подложки вдоль окружности с радиусом R будет являться периодической функцией с периодом $2\pi R$, которую можно представить в виде

$$\Psi(x) = \Psi_1(x) + (\Psi_2(x) - \Psi_1(x))/n,$$

где $\Psi_1(x)$, $\Psi_2(x)$ — функции геометрического профиля верхней и нижней поверхности подложки соответственно.

Разложение $\Psi(x)$ в ряд Фурье имеет вид

$$\Psi(x) = \frac{C_0}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} C_m \cos\left(\frac{mx}{R} - \varphi_m\right),$$

здесь $C_m = \sqrt{A_m^2 + B_m^2}$ — спектр амплитуд; φ_m — спектр фаз функции $\Psi(x)$;

$$A_m = \frac{1}{\pi R} \int_{-\pi R}^{\pi R} \Psi(x) \cos\frac{mx}{R}\,dx; \qquad B_m = \frac{1}{\pi R} \int_{-\pi R}^{\pi R} \Psi(x) \sin\frac{mx}{R}\,dx.$$

Уравнение движения привода системы автоматической фокусировки для гармоники m

$$L = \Delta y(1 + \cos(vtm/R)),$$

где Δy — амплитуда колебаний привода; v — линейная скорость НИ. Если привод развивает максимальное ускорение $a_{\max}$, то $\Delta y = a_{\max}/4\pi^2\eta^2 m^2$. Допуск на плоскостность НИ будет определяться из условия $C_m \leqslant \Delta y$ для всех R и m.

Таким образом, необходимая плоскостность подложки НИ обусловлена максимальным ускорением, которое способен развить привод системы автоматической фокусировки, и частотой вращения НИ.

Определение допуска на двойное лучепреломление. Двойное лучепреломление возникает при наличии механических напряжений в подлучка. Из которые могут возникнуть при изготовлении подложек — на- ный, плоскость поляризации которого совпадает с главной плоскостью. В рассматриваемом случае плоскость падения любого луча совпадает с главной плоскостью, т. е. волновая нормаль и вектор Пойнтинга лежат в плоскости падения. Необыкновенный луч будет аберрационен, и его поперечная аберрация определяется выражением

$$\delta g = d(\operatorname{tg}\alpha' - \operatorname{tg}\gamma),$$

где α' — угол преломления обыкновенного луча; γ — угол между вектором Пойнтинга необыкновенного луча и кристаллической осью.

Показатель преломления необыкновенного луча n_e' определяется соотношением [6]

$$n_e'^2 = \left(\frac{\cos^2\alpha'}{n_o^2} + \frac{\sin^2\alpha'}{n_e^2}\right)^{-1},$$

где n_o, n_e — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления. Тогда $n_e'^2 = n_e^2 + \sin^2\alpha'\left(1 - \frac{n_e^2}{n_o^2}\right)$.

Если i — угол между волновой нормалью необыкновенного луча и оптической осью, то нетрудно найти связь между γ и i: $\operatorname{tg}\gamma = (n_o/n_e)^2 \operatorname{tg} i$.

Известно [6], что $\sin i = \sin\alpha/n_e'$. Тогда $\delta g = d\operatorname{tg}\alpha'\left(1 - (n_o^3/n_e^3)\right)$. Волновая аберрация этого луча: $N = dn_0\left(1 - (n_o^3/n_e^3)\right)(1 - \cos\alpha')$. Учитывая малость величины $\Delta n = n_o - n_e$, можно записать $N = 3d\Delta n(1 - \cos\alpha')$.

Нормированная интенсивность в центре дифракционного пятна $i(0)$ при наличии компенсирующей дефокусировки ε для систем, удовлетворяющих условию Гершеля [3], у которых распределение амплитуды по фронту волны преобразованного гауссова пучка определено в [1], задается соотношением

$$i(0) = \frac{\beta^2}{4\left(1 - e^{-\mu^2}\right)^2 e^{2\beta}} \left| \int_0^{\alpha_0} e^{\beta\cos\alpha}\left(e^{ikN_1} + e^{ikN_2}\right)\sin\alpha\, d\alpha \right|^2, \qquad (4)$$

где $\beta = \mu^2/(1 - \cos\alpha_0)$; $\mu = h_0/\sigma_0$ — коэффициент заполнения зрачка объектива; σ_0 — радиус гауссова пучка по уровню 1/e падения амплитуды; $2h_0$ — световой диаметр первой поверхности объектива; $A = \sin\alpha_0$ — числовая апертура объектива; $k = 2\pi/\lambda$; N_1, N_2 — волновые аберрации необыкновенного и обыкновенного лучей:

$$N_1 = 3d\Delta n(1 - \cos\alpha') + \varepsilon(1 - \cos\alpha); \; N_2 = -\varepsilon(1 - \cos\alpha).$$

В этом случае определение допуска на двойное лучепреломление сводится к решению уравнения [1]

$$C^2 + S^2 = 0{,}8\left(1 - e^{-\mu^2}\right)\beta^{-2}e^{2\beta}, \qquad (5)$$

где $C, S = \int_0^{\alpha_0} \exp(\beta\cos\alpha)\cos\left[\frac{\pi}{\lambda}(N_1 - N_2)\right] \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\left[\frac{\pi}{\lambda}(N_1 + N_2)\right]\sin\alpha\, d\alpha.$

Нахождение зависимости Δn от A, которые входят в уравнение (5) в неявном виде, проводилось по методике, предложенной в [1].

Если при $\mu = 0$ воспользоваться известным приближением среднеквадратичной деформации волнового фронта [3, 6] и ограничиться в (4) при разложении подынтегральной функции членами не выше 2-й степени по α, то после преобразований

$$\Delta n = 0{,}342 \lambda n_0^2 / dA^2. \qquad (6)$$

На рис. 3 приведены графики зависимости Δn от апертуры фокусирующего объектива для подложки толщиной 3 мм и $n = 1{,}51$ при длине волны $\lambda = 0{,}8$ мкм, рассчитанные по формулам (5) ($\mu = 1$) (сплошная линия) и (6) (штриховая линия). Приближение (6) дает точность не хуже 10 %, что является достаточным для инженерных расчетов.

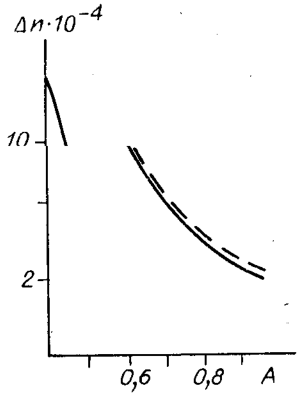

Рис. 3

Определение допусков на пузырность и размер непрозрачных включений. Любое прозрачное включение, лежащее в толще подложки НИ, вызывает фазовый сдвиг в волновом фронте, что приводит к уменьшению интенсивности в центре дифракционного пятна. Если включение является пузырем с радиусом r и его центр находится на оси сходящегося гауссова пучка, то уменьшение интенсивности в центре дифракционного пятна можно оценить, представив волновую аберрацию в следующем виде:

$$N = \begin{cases} 0 & \text{при} \quad \alpha' > \tau; \\ N_0 & \text{при} \quad \alpha' \leqslant \tau, \end{cases}$$

где $N_0 = \text{const}$; $\tau = r/l$ — угловой размер пузыря; l — расстояние от нижней поверхности НИ до центра пузыря.

Пренебрегая отражением на поверхностях включения, можно определить нормированную интенсивность в центре дифракционного пятна для оптических систем, удовлетворяющих условию Гершеля:

$$i(0) = \frac{\exp(-2\beta)}{\left(1 - e^{-\mu^2}\right)^2} \left| \exp(ikN_0) \int\limits_{\beta\cos\tau}^{\beta} e^y\, dy + \int\limits_{\beta\cos\alpha_0'}^{\beta\cos\tau} e^y\, dy \right|^2$$

или $i(0) = B_1^2 + B_2^2 + 2B_1B_2 \cos kN_0$,

где $$B_1 = \frac{1 - \exp(-2\beta \sin^2 \tau/2)}{1 - \exp(-\mu^2)}; \qquad B_2 = \frac{\exp(-2\beta \sin^2 \tau/2) - \exp(-\mu^2)}{1 - \exp(-\mu^2)};$$

$$\beta = \mu^2/(1 - \cos\alpha_0'); \quad k = \frac{2\pi n}{\lambda}.$$

В худшем случае $\cos kN_0 = -1$ и $i(0) = (B_1 - B_2)^2$. Из условия $i(0) = 0{,}8$ находим допустимый размер пузырей:

$$r \simeq \frac{\alpha_0 l}{\mu n} \left(\ln \frac{20}{19 + e^{-\mu^2}} \right)^{1/2}.$$

Для непрозрачных сферических включений $i(0) = B_2^2$, и их допустимый размер определяется соотношением

$$r \simeq \frac{\alpha_0 l}{\mu n} \left(\ln \frac{10}{9 + e^{-\mu^2}} \right)^{1/2}.$$

Таким образом, найденные соотношения дают возможность получить сведения о допусках на подложку НИ, что необходимо при проектировании ОЗУ с побитовым представлением данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ломакин В. И., Мотрук О. Н.** Некоторые требования к подложке носителя информации оптического запоминающего устройства с побитовым представлением данных // Автометрия.— 1985.— № 4.
2. **Проектирование** оптических систем/Под ред. Р. Шеннона, Дж. Вайанта.— М.: Мир, 1983.
3. **Марешаль А., Франсон М.** Структура оптического изображения.— М.: Мир, 1964.
4. **Вологдин Э. И., Коченов В. И., Шишкина Е. В.** Оптические схемы воспроизведения записи с видеогрампластинки сфокусированным лучом лазера // Техника средств связи. Сер. ТРПА.— 1978.— Вып. 1.
5. **Раков Б. М., Краснов Г. И., Сивохин Б. А.** Носители записи информации на оптических дисках // Тез. докл. II Всесоюз. конф. по радиооптике.— Тбилиси, 1985.
6. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики.— М.: Наука, 1973.

Поступила в редакцию 13 февраля 1986 г.