

УДК 004.085

В. В. Петров¹, А. А. Крючин¹, С. Н. Савенков², И. В. Горбов¹,
А. С. Климов², Е. А. Оберемок²

¹Институт проблем регистрации информации НАН Украины
ул. Н. Шпака, 2, 03113 Киев, Украина

²Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко
ул. Владимирская, 60, 01033 Киев, Украина

Исследование поляризметрических характеристик подложек оптических дисковых носителей

Проведено исследование влияния разных материалов подложек оптических дисков на поляризационные характеристики луча воспроизводящего лазера. Исследованы поляризметрические характеристики подложек компакт-дисков, изготовленных из разных материалов (силикатное стекло, ситалл, плавленный кварц, поликарбонат и сапфир), при изменении угла падения коллимированного лазерного излучения. Угол падения варьировался в диапазоне от 0° до 45° от нормали к поверхности подложки. Анализ оптических анизотропных свойств исследуемых образцов проводился с использованием матричного подхода Мюллера. Показано, что двойное лучепреломление приводит к расплыванию границ пиков и искажению сигнала воспроизведения информации.

Ключевые слова: оптический носитель, сапфир, сигнал воспроизведения, двойное лучепреломление, матрица Мюллера.

Введение

В микро- и оптоэлектронике для создания высоконадежных запоминающих устройств, излучателей, оптических преобразователей различных типов все шире используются подложки из монокристаллических материалов [1]. Современные технологии выращивания монокристаллов позволяют получать подложки из Al_2O_3 , $LiTaO_3$, $LiNbO_3$ и других материалов высокого оптического качества, малой разнотолщинностью и шероховатостью, а также плоскостностью [2]. Прохождение оптического излучения через подложки из одноосных кристаллов имеет ряд особенностей, связанных с двойным лучепреломлением. Только плоскопараллельные пластинки, вырезанные перпендикулярно к оптической оси кристалла (Z-срез), не вносят двойного лучепреломления при прохождении параллельного пучка, нормального к поверхности. Однако угол сфокусированного лазерного пучка к

© В. В. Петров, А. А. Крючин, С. Н. Савенков, И. В. Горбов, А. С. Климов, Е. А. Оберемок

нормали достигает 27° при воспроизведении компакт-дисков (числовая апертура линзы — 0,45) и 37° — при воспроизведении DVD (числовая апертура линзы — 0,6) (рис. 1) [3]. То есть при прохождении луча, падающего не нормально к поверхности, через подложки из монокристаллов возникает явление двойного лучепреломления, что приводит к искажению сигнала воспроизведения [4, 5].



Рис. 1. Фокусирование лазерного луча на информационном слое компакт-диска

Постановка эксперимента

Для определения анизотропных характеристик подложек оптических дисков необходимо исследовать поляризационные характеристики излучения при изменении угла падения коллимированного пучка. На рис. 2. приведена схема экспериментальной установки, так называемого Мюллер-поляриметра, с помощью которой выполнялось исследование подложек толщиной 1,2 мм, изготовленных из поликарбоната, лейкосапфира, ситалла, силикатного и кварцевого стекол.

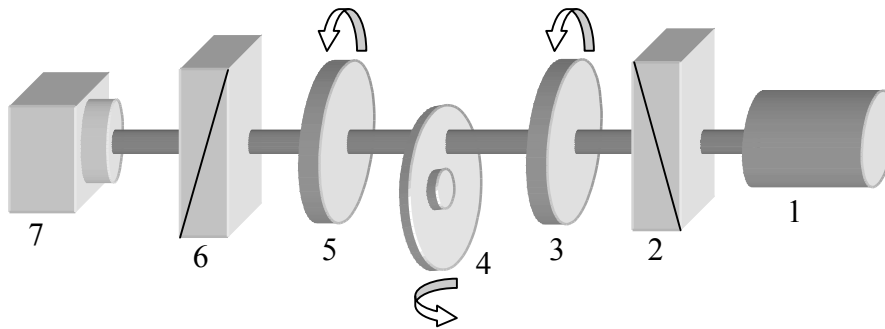


Рис. 2. Схема экспериментальной установки Мюллер-поляриметра: 1 — источник излучения; 2 — поляризатор; 3 — фазовая пластинка; 4 — исследуемый образец; 5 — фазовая пластинка; 6 — анализатор; 7 — фотодетектор

Функционально поляриметр состоит из зондирующего канала, который включает в себя: источник излучения (1) — He-Ne лазер с длиной волны $\lambda = 0,6328$ мкм и формирователь поляризации зондирующего излучения, образованный неподвижным поляризатором (2) и фазовой пластинкой (3) с изменяемым азимутом

ориентации быстрой оси α_1 . Приемный канал представляет собой динамический стокс-поляриметр, состоящий из фазовой пластинки (5), вращающейся с некоторой постоянной частотой ω , и анализатора (6), скрещенного с поляризатором (2), и фотодетектора (7) [6]. Вследствие непрерывного вращения фазовой пластинки состояние поляризации излучения на ее выходе модулируется, не изменяя своей интенсивности. Анализатор преобразовывает описанную модуляцию состояния поляризации излучения в модуляцию интенсивности. Выполняя Фурье-преобразование сигнала, полученного с фотодетектора, и определив амплитуды и фазы соответствующих гармоник, можно составить систему уравнений относительно параметров Стокса, которые содержат полную информацию о поляризационных параметрах излучения.

Описанный поляриметр позволяет определять элементы матрицы Мюллера исследуемых образцов методом четырех зондирующих поляризаций [7]. Суть метода состоит в том, что исследуемый образец последовательно зондируется излучением с четырьмя заданными состояниями поляризации, полученными при четырех ориентациях $\alpha_{1,i}$ фазовой пластинки (3) в зондирующем канале поляриметра (рис. 2). Определяя состояния поляризации зондирующего излучения и излучения после взаимодействия с объектом, составляется система уравнений относительно элементов матрицы Мюллера. Анализ матрицы Мюллера, в свою очередь, позволяет определять анизотропные характеристики исследуемого объекта.

Погрешности задания параметров поляризационных элементов в измерительной схеме поляриметра (например, погрешность установки углов фазовых пластинок в приемном и зондирующем каналах, колебание фазового сдвига пластинок вследствие изменения температуры, шум интенсивности источника излучения и т.д.) вносят возмущения при определении параметров Стокса, элементов матрицы Мюллера и, в свою очередь, параметров анизотропии. Для минимизации этого возмущения нами был проведен поиск оптимальных параметров элементов Мюллер-поляриметра [7]. Для конфигурации Мюллер-поляриметра оптимальными, с точки зрения минимальности погрешности, оказались следующие параметры фазовых пластинок в зондирующем и приемном каналах: $\delta_1 = 131,8^\circ$; $\alpha_1 = \{-51,7^\circ; -15^\circ; 15^\circ; 51,7^\circ\}$ [7]; $\delta_2 = 129,6^\circ$; $\alpha_2^0 = 0^\circ$ [8], где α_2^0 — начальная фаза вращения фазовой пластинки 5 (рис. 2). В экспериментальной установке применены две одинаковые фазовые пластинки с величинами фазовых сдвигов $\delta_1 = \delta_2 = 132^\circ$, близких к оптимальным значениям. Как показывает расчет, отклонение величины фазового сдвига от оптимального значения на величину $\pm 3^\circ$ не приводит к ухудшению устойчивости при нахождении искомых поляризационных характеристик излучения [9].

Используя оптимизированную экспериментальную установку Мюллер-поляриметра, нами были получены зависимости элементов матрицы Мюллера от угла падения ψ для пяти типов материалов подложки дисков (рис. 3). Изменение угла падения ψ производилось поворотом диска в диапазоне от 0° до 45° с шагом 3° . Угол отсчитывается от нормали к поверхности диска.

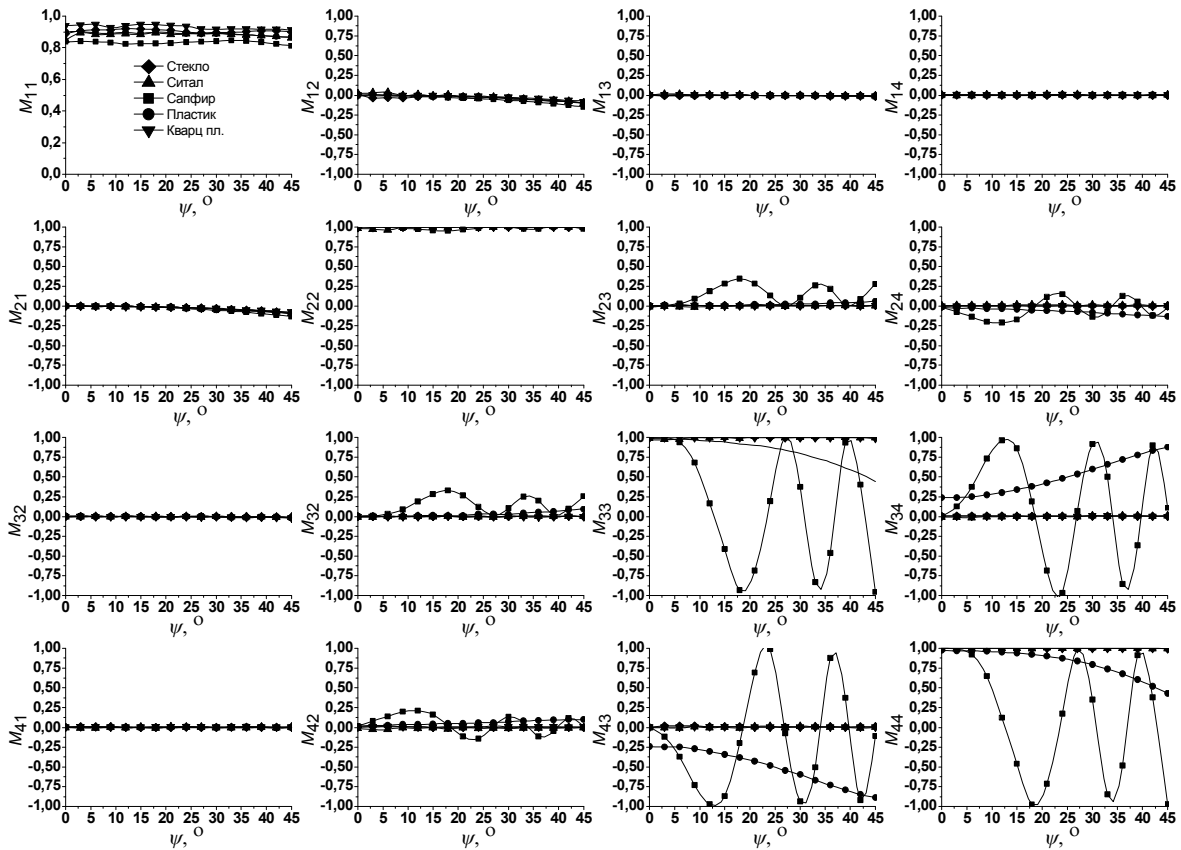


Рис. 3. Зависимость элементов матрицы Мюллера от угла падения ψ луча для пяти типов материалов подложек дисков

Измеренные матрицы Мюллера анализировались согласно модели однородной анизотропной среды [10]. Данная модель основана на предположении, что сложные анизотропные свойства среды формируются вследствие сосуществования четырех базовых видов анизотропии: линейной и круговой фазовой, а также линейной и круговой амплитудной. Таким образом, согласно данной модели матрица Мюллера произвольной однородной анизотропной среды может быть представлена матричным произведением вида:

$$\mathbf{M} = [\text{Cir.Am}] [\text{Lin.Am}] [\text{Cir.Ph}] [\text{Lin.Ph}]$$

где $[\text{Cir.Am}]$, $[\text{Lin.Am}]$, $[\text{Cir.Ph}]$ и $[\text{Lin.Ph}]$ — матрицы Мюллера упомянутых базовых видов анизотропий.

Круговая амплитудная анизотропия:

$$[\text{Cir.Am}] = \begin{bmatrix} 1+R^2 & 0 & 0 & \pm 2R \\ 0 & 1-R^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1-R^2 & 0 \\ \pm 2R & 0 & 0 & 1+R^2 \end{bmatrix},$$

где $R = (r_1 - r_2)/(r_1 + r_2)$ — величина круговой амплитудной анизотропии (кругового дихроизма) $R \in [-1; 1]$; r_1, r_2 — коэффициенты передачи для излучения с право- и левоциркулярной поляризацией.

Линейная амплитудная анизотропия (частичный линейный поляризатор):

$$[\mathbf{Lin.Am}] = \begin{bmatrix} 1+P & (1-P)\cos(2\theta) & (1-P)\sin(2\theta) & 0 \\ (1-P)\cos(2\theta) & \cos(2\theta)^2(1+P) + 2\sin(2\theta)^2\sqrt{P} & \cos(2\theta)\sin(2\theta)(1-\sqrt{P})^2 & 0 \\ (1-P)\sin(2\theta) & \cos(2\theta)\sin(2\theta)(1-\sqrt{P})^2 & \sin(2\theta)^2(1+P) + 2\cos(2\theta)^2\sqrt{P} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\sqrt{P} \end{bmatrix},$$

где $P = p_{\perp}/p_{\parallel}$ — величина линейной амплитудной анизотропии (линейного дихроизма), $P \in [0; 1]$; p_{\parallel}, p_{\perp} — коэффициенты передачи для собственных линейно поляризованных волн, направления колебаний которых ориентированы параллельно и перпендикулярно оси максимального пропускания, соответственно; $\theta \in [0; \pi]$ — азимут ориентации линейной амплитудной анизотропии (или азимут оси максимального пропускания). Значение $P = 0$ соответствует случаю идеального линейного поляризатора; при $P = 1$ анизотропия отсутствует.

Круговая фазовая анизотропия (оптическая активность):

$$[\mathbf{Cir.Ph}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\varphi) & \sin(2\varphi) & 0 \\ 0 & -\sin(2\varphi) & \cos(2\varphi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$

где φ — величина круговой фазовой анизотропии (угол поворота плоскости поляризации излучения), $\varphi \in [0^\circ; 180^\circ]$. $\varphi = 0^\circ$ соответствует случаю, когда в объекте отсутствует круговая фазовая анизотропия.

Линейная фазовая анизотропия (линейное двулучепреломление):

$$[\mathbf{Lin.Ph}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\alpha)^2 + \sin(2\alpha)^2 \cos(\delta) & \cos(2\alpha)\sin(2\alpha)(1 - \cos(\delta)) & -\sin(\delta) \\ 0 & \cos(2\alpha)\sin(2\alpha)(1 - \cos(\delta)) & \sin(2\alpha)^2 + \cos(2\alpha)^2 \cos(\delta) & \cos(2\alpha)\sin(\delta) \\ 0 & \sin(2\alpha)\sin(\delta) & -\cos(2\alpha)\sin(\delta) & \cos(\delta) \end{bmatrix},$$

где δ — величина линейной фазовой анизотропии, фазовый сдвиг, который вносится между двумя собственными линейно поляризованными волнами, ориентированными вдоль и перпендикулярно оптической (быстрой) оси, $\delta \in [0^\circ; 180^\circ]$; α — азимут ориентации быстрой оси (ориентация оси фазовой пластинки). Случай $\delta = 90^\circ$ соответствует четвертьволновой фазовой пластинке, ориентированной

под произвольным углом α . При $\delta = 0^\circ$ линейная фазовая анизотропия в среде отсутствует.

Обсуждение результатов

Анализ измеренных матриц Мюллера позволяет утверждать, что все типы подложек дисков относятся к классу так называемых недеполяризующих (одно-родных, детерминированных) анизотропных объектов [11]. Кроме этого в диапазоне углов падения луча $\psi = 0^\circ \dots 15^\circ$ все подложки преимущественно характеризуются только фазовой анизотропией, т.е. интенсивность проходящего сквозь образец излучения не зависит от его состояния поляризации на входе образца. Это обстоятельство дает возможность модифицировать задачу восстановления параметров анизотропии из элементов матрицы Мюллера и минимизировать погрешность.

Информация о поляризационных свойствах объектов с фазовой анизотропией сосредоточена в девяти элементах матрицы Мюллера: $M_{22} \div M_{24}$, $M_{32} \div M_{34}$, $M_{42} \div M_{44}$ [11]. Как видно из зависимостей на рис. 3, именно эти элементы отличны от нуля у матриц Мюллера исследованных образцов подложек. Поскольку количество ненулевых элементов матрицы Мюллера (9 элементов) превышает количество искоемых параметров анизотропии (δ , α , φ) в данном случае, систему уравнений для их нахождения можно построить несколькими способами, используя при этом разные матричные элементы. С другой стороны, нами было установлено, что, в силу неравномерности распределения величин индивидуальных погрешностей как для параметров Стокса, так и для элементов матрицы Мюллера, некоторые варианты систем уравнений для нахождения параметров излучения и анизотропии среды могут не иметь устойчивых решений [8]. В связи с этим нами дополнительно была решена задача оптимального подбора элементов матрицы Мюллера для расчета величины того или иного вида анизотропии с минимальной погрешностью:

$$\delta = \arctan\left(\frac{M_{42}}{M_{44} \sin(2\alpha)}\right), \quad \alpha = \frac{1}{4} \arctan\left(\frac{M_{32}}{M_{22}}\right), \quad \varphi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{M_{23} - M_{32}}{M_{22} + M_{33}}\right).$$

Таким образом, дальнейший анализ измеренных матриц Мюллера образцов производился в рамках упомянутой модели с использованием оптимальных выражений для расчета величин параметров анизотропии. Соответствующие зависимости приведены на рис.4.

В соответствии со стандартом ISO для компакт-дисков запаздывание одного из лучей при двукратном прохождении сквозь подложку не должно превышать 100 нм [3]. То есть, при длине волны лазера 630 нм и однократном прохождении луча фазовый сдвиг не должен превышать 30° . Величина линейной фазовой анизотропии δ для стеклянной, ситалловой и кварцевой подложек отсутствует при любых углах падения луча ψ (рис. 4). Для пластиковой подложки наблюдается рост фазового сдвига при увеличении угла, но его значение при $\psi \leq 27^\circ$ не превышает указанных допустимых значений. Для сапфировой подложки фазовый

сдвиг δ существенно зависит от угла падения ψ и превышает 180° уже при $\psi > 20^\circ$. При этом знак азимута линейной фазовой анизотропии α меняется на противоположный.

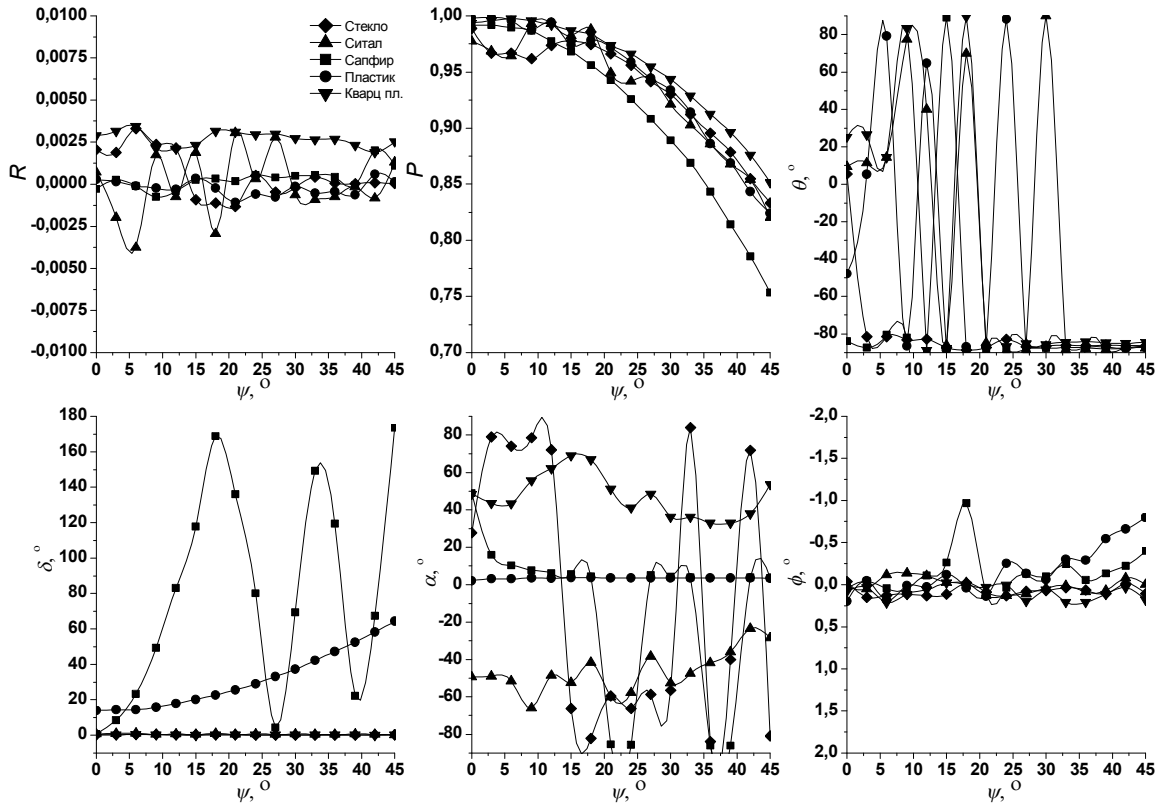


Рис. 4. Зависимость параметров анизотропии R , P , θ , δ , α , φ от угла падения ψ луча для пяти типов материалов подложек дисков

При воспроизведении оптических дисков с рельефно-фазовым представлением данных в области питов за счет интерференции лучей, отраженных с разных фазовых плоскостей, происходит уменьшение интенсивности отраженного света, которое регистрируется фотодетектором и декодируется в цифровую последовательность [12]. Двойное лучепреломление приводит к появлению лучей, оптический путь которых зависит уже не только от глубины пита, но и от угла их падения, что приводит к искажению интерференционной картины в процессе чтения, смазыванию границ питов, их слиянию (рис. 5), что искажает сигнал воспроизведения.

Значение круговой амплитудной анизотропии R и круговой фазовой анизотропии φ малы и, таким образом, их влиянием на поляризационные характеристики излучения можно пренебречь. Значение линейной амплитудной анизотропии P уменьшается с увеличением угла ψ (т.е. величина эффекта возрастает), что обусловливается перераспределением интенсивности отраженных и преломленных поляризованных лучей с увеличением угла ψ . Исследование поляризметрических характеристик сапфировой подложки вдоль окружности показало изме-

нение азимута ориентации быстрой оси α линейной фазовой анизотропии. При этом не наблюдалось изменение величины δ для фиксированного угла ψ .

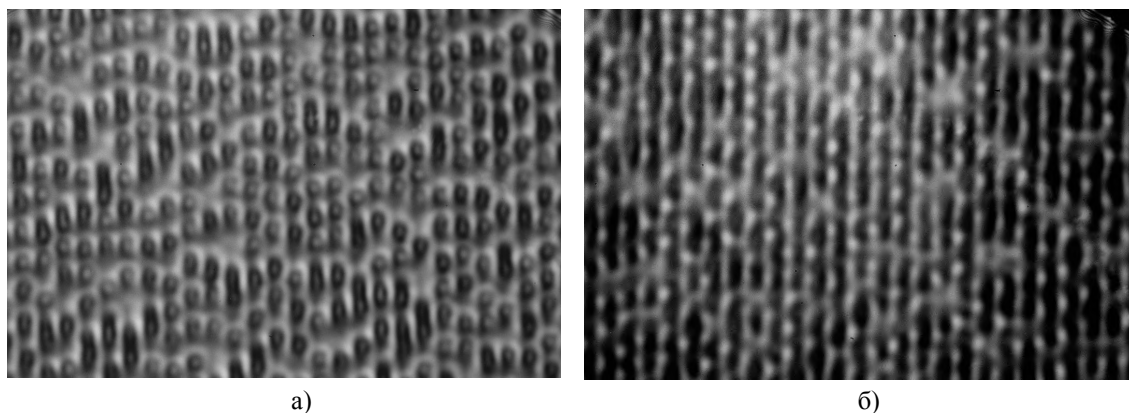


Рис. 5. Вид информационного рельефа со стороны подложки:
а) компакт-диск из силикатного стекла; б) компакт-диск из сапфира

ВЫВОДЫ

Исследование поляризационных характеристик материалов, которые могут использоваться в качестве подложек оптических дисков показало, что они оказывают существенно влияние на сигнал воспроизведения. Постоянный рост плотности записи данных на оптических носителях вынуждает для фокусировки лазерного луча использовать линзы с большей числовой апертурой. Это увеличивает угол падения лучей лазера и вызывает дополнительное искажение сигнала воспроизведения. Таким образом, для создания оптических носителей, в которых воспроизведение данных происходит сквозь прозрачную подложку, необходимо использовать материалы с низкими параметрами анизотропий в широком диапазоне углов, таких как ситаллы, силикатные и кварцевые стекла.

1. Пат. 73611 Україна. Носій для довготермінового зберігання інформації / В.В. Петров, В.П. Семиноженко, В.М. Пузиков, О.Я. Данако, А.А. Крючин, С.М. Шанойло, Л.В. Бутенко, І.О. Косско; заявник і власник Ін-т проблем реєстрації інформації НАН України. — Опубл. 15.08.2005, Бюл. № 8.
2. Jiaozuo City Crystal Photoelectrical Materials. — Режим доступу: <http://www.hncrystal.com/ProductView>.
3. *Pohlmann K.C.* The Compact Disk Handbook / Ken C. Pohlmann. — Madison, 1992. — 352 p.
4. *Ветров В.Н.* Двухлучепреломление в линзах из лейкосапфира / В.Н. Ветров, Б.А. Игнатенков // Оптический журнал. — 2006. — Т. 73, № 5. — С. 54–56.
5. *Ветров В.Н.* Двухлучепреломление в оптических элементах сложной формы из одноосных кристаллов / В.Н. Ветров, Б.А. Игнатенков // Оптический журнал. — 2006. — Т. 73, № 3. — С. 64–66.

6. *Hauge P.S.* A Rotating-Compensator Fourier Ellipsometer / P.S. Hauge, F.H. Dill // *Opt. Commun.* — 1975. — № 14. — P. 431–437.
7. *Savenkov S.N.* Optimization and Structuring of the Instrument Matrix for Polarimetric Measurements / S.N. Savenkov // *Opt. Engineering.* — 2002. — № 41. — P. 965–972.
8. *Savenkov S.N.* Effect of the Structure of Polarimeter Characteristic Matrix on Light Polarization Measurements / S.N. Savenkov, Ye.A. Oberemok, O.S. Klimov, O.I. Barchuk // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics.* — 2009. — Vol. 12, N 3. — P. 264–271.
9. *Савенков С.Н.* Метод трех линейных зондирующих поляризаций в мюллер-поляриметрии с источником поляризованного излучения произвольной эллиптичности / С.Н. Савенков, В.И. Григорук, А.С. Климов, Е.А. Оберемок, Ю.А. Скобля // *Журнал Прикладной Спектроскопии* — 2008. — Т. 75, № 6. — С. 875–881.
10. *Savenkov S.N.* Generalized Matrix Equivalence Theorem for Polarization Theory / S.N. Savenkov, V.V. Marienko, E.A. Oberemok, O.I. Sydoruk // *Phys. Rev. E.* — 2006. — № 74. — P. 605–607.
11. *Brosseau Ch.* Fundamentals of Polarized Light. A Statistical Optics Approach. — New York: North-Holland Publishing Company, 1998. — 406 p.
12. *Горбов І.В.* Вплив показника заломлення матеріалу підкладки на глибину інформаційного рельєфу оптичних носіїв / І.В. Горбов // *Реєстрація, зберігання і оброб. даних.* — 2009. — Т. 11, № 1. — С. 3–10.

Поступила в редакцію 03.06.2009