

УДК 004.083

*В.П. Пискорский<sup>1</sup>, Р.А. Валеев<sup>1</sup>, Д.В. Королев<sup>1</sup>,  
Ю.В. Столянков<sup>1</sup>, Р.Б. Моргунов<sup>1</sup>*

**ТЕХНОЛОГИИ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ  
ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ НА ТОНКИХ ПЛЕНКАХ  
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ СПЛАВОВ.  
ЧАСТЬ I. ТЕРМООПТИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ ИНФОРМАЦИИ**

DOI: 10.18577/2307-6046-2020-0-1-24-37

*Представлен обзор основ современных термомагнитных и спин-поляризационных лазерных технологий магнитооптической записи информации. Сплавы на основе редкоземельных (RE) и переходных (TM) металлов благодаря высокой степени однородности магнитных и оптических свойств нашли практическое применение в сверхплотной магнитооптической записи. Рассмотрены принципы и механизм магнитооптической записи и хранения информации в тонких пленках типа RE–TM. Проведено сравнение магнитооптических характеристик для поликристаллических и аморфных сплавов в зависимости от толщины пленки, состава и других структурных параметров. Сформулированы преимущества сплавов системы Gd–Fe–Co для использования в сверхбыстрых запоминающих устройствах, основанных на полностью оптическом перемагничивании.*

**Ключевые слова:** магнитная анизотропия, редкоземельные магниты, тонкие пленки, магнитный гистерезис.

*V.P. Piskorskiy<sup>1</sup>, R.A. Valeev<sup>1</sup>, D.V. Korolev<sup>1</sup>,  
Yu.V. Stolyankov<sup>1</sup>, R.B. Morgunov<sup>1</sup>*

**TECHNOLOGIES OF MAGNETO-OPTICAL INFORMATION RECORDING  
IN THIN FILMS OF RARE-EARTH MAGNETICALLY SOFT ALLOYS.  
PART I. THERMO-OPTICAL INFORMATION RECORDING**

*A review of the basics of modern thermo-magnetic and spin-polarization laser magneto-optical information recording technologies is presented. Alloys based on rare-earth (RE) and transition (TM) metals, due to the high degree of homogeneity of their magnetic and optical properties, have found practical application in superdense magneto-optical recordings. Discusses the principles and mechanism of magneto-optical recording and storage of information in thin RE–TM films. The magneto-optical characteristics for polycrystalline and amorphous alloys are compared depending on the film thickness, composition, and other structural parameters. The advantages of Gd–Fe–Co alloys for use in ultrafast optical magnetization reversal storage devices are formulated.*

**Keywords:** magnetic anisotropy, rare-earth magnets, thin films, magnetic hysteresis.

---

<sup>1</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов» Государственный научный центр Российской Федерации [Federal State Unitary Enterprise «All-Russian Scientific Research Institute of Aviation Materials» State Research Center of the Russian Federation]; e-mail: admin@viam.ru

**Введение**

В данном обзоре представлен анализ современного состояния материаловедения и инженерии редкоземельных магнитных материалов и мировой практики их использования в цифровых технологиях, на развитие которых ориентируется Правительство РФ. В настоящее время различные виды оптических методов записи и хранения информации находят широкое применение – например, в компакт-дисках CD, компакт-дисках

только для чтения CD-ROM, перезаписываемых компакт-дисках CD-RW, цифровых универсальных дисках DVD и магнитооптических дисках MO. В магнитооптических системах данные, хранящиеся на носителе, не исчезают, даже если электропитание отключено, возможно большое количество циклов перезаписи и длительное хранение информации. Низкая цена магнитооптических дисков (значительно меньшая, чем стоимость полупроводниковой памяти) обеспечивает их широкое использование. Магнитооптическая запись, в которой использован термомагнитный нагрев и методика лазерного считывания информации, впервые выполнена в 1968 г. на пленках MnBi [1]. В основе механизма записи информации лежит явление фазового перехода «ферромагнетик–парамагнетик». Излучение лазера разогревает участки поверхности пленки выше температуры Кюри ( $T_C$ ). При этом выделенная ориентация намагниченности участка пленки достигается благодаря импульсу магнитного поля, создаваемому синхронно с облучением лазера. Величина температуры Кюри определяет область практического применения тонких пленок. В сплавах редкоземельных (RE) и переходных металлов (TM) эта температура весьма чувствительна к фазовому составу. Наличие значительной перпендикулярной магнитной анизотропии в аморфных сплавах типа RE–TM делает удобным считывание полей рассеяния локальных перемагнитненных участков, и поэтому открывает широкие возможности их применения в качестве носителя информации в магнитооптических запоминающих устройствах. Кроме того, аморфные сплавы типа RE–TM показали себя удачными кандидатами для сверхбыстрого полностью оптического перемагничивания, т. е. в ситуации, когда момент импульса поляризованного света передается электронным спинам за очень короткое время  $\sim 10^{-14}$  с, в течение которого не происходит нагрева электронной и ионной подсистем пленки (спин-поляризационная технология магнитооптической записи информации).

Независимо от физических механизмов оптической записи на магнитный диск, окисление после лазерного облучения оказывает негативное влияние на магнитооптические носители. Оно сокращает их продолжительность использования. При записи и считывания информации в магнитооптических дисках также следует учитывать лазерный отжиг и лазерную абляцию, которые отрицательно влияют на магнитооптический диск. Поэтому цель данной статьи – анализ экспериментальных научно-технических литературных данных о магнитооптической записи, основанной как на тепловых эффектах, так и на сверхбыстром полностью оптическом переключении намагниченности в тонких пленках на основе сплавов типа RE–TM, а также химических процессов, происходящих в них.

## **Физические принципы термомагнитной записи информации в пленках редкоземельных и переходных металлов**

### ***Механизм термомагнитной записи информации в пленках металлов типа RE–TM***

В процессе магнитооптической записи термомагнитным способом используется энергия лазера, но не используется момент импульса фотона. Такой способ записи информации, описанный в работе [2], называют термомагнитной записью. В этой же работе обобщены технологические проблемы такого типа записи информации. На рис. 1 показан график зависимости коэрцитивности и намагниченности пленки от температуры, а также показана последовательность изменения намагниченности облучаемого лазером участка в процессе записи.

Направление намагниченности изменяется при одновременном приложении разогревающего лазерного импульса и магнитного поля. Как показано на рис. 1, когда маленькая область магнитной среды разогревается до температуры Кюри ( $T_C$ ),

спонтанная намагниченность  $M_s$  этой части становится намного меньше и коэрцитивная сила  $H_c$  также резко уменьшается. Если магнитное поле приложено во время нагрева, среда в локальной области легко перемагничивается вдоль направления поля. Требуемая напряженность поля изменяет направление намагниченности в процессе термомагнитной записи, в то время как в чисто магнитной записи применяется только магнитное поле без нагрева носителя. Это одно из преимуществ магнитооптической записи.

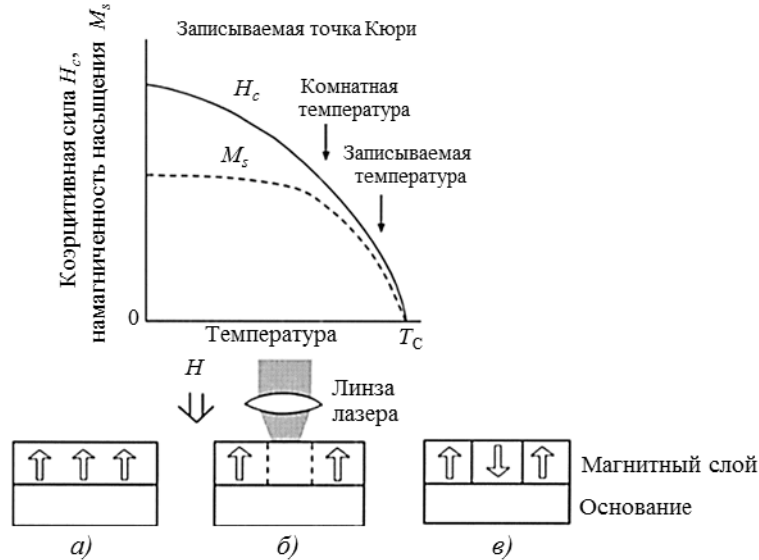


Рис. 1. Зависимости коэрцитивности и намагниченности ферромагнитной пленки из сплава системы Gd–Fe–Co от температуры; изменение направления намагниченности облученного лазером участка до (а), во время (б) и после (в) записи [2]

Количественный критерий величины внешнего магнитного поля, необходимого для термомагнитной записи, может быть выражен неравенством Хута [3], в котором домен имеет цилиндрическую доменную стенку на границе. Неравенство Хута (1), которое учитывает все давления, действующие на стенку кругового магнитного домена в тонких пленках, выражает условие устойчивости «пузырькового» домена. Если эффективное поле, соответствующее общему давлению, оказывается ниже коэрцитивной стенки, как показано в уравнении (1), то «пузырьковая» область устойчива:

$$\frac{\sigma_w}{2rM_s} + \frac{1}{2M_s} \cdot \frac{\partial \sigma_w}{\partial r} - H_d - H_{ext} < H_c, \quad (1)$$

где  $r$  – радиус области;  $H_d$  – размагничивающее поле;  $H_{ext}$  – приложенное внешнее поле;  $\sigma_w$  – плотность энергии доменной стенки.

Первое и второе слагаемые, происходящие от поверхностной энергии цилиндрической доменной стенки, стремятся уменьшить домен, а третий член, отвечающий магнитостатической энергии, имеет тенденцию увеличивать домен. Второй член связан с температурным градиентом, созданным сфокусированным лазерным лучом. Когда профиль температуры имеет цилиндрическую симметрию, все параметры в приведенном ранее уравнении могут быть легко оценены. Если абсолютное значение эффективного поля выше, чем значение  $H_c$ , «пузырьковый» домен станет либо меньше, либо больше. В процессе охлаждения величина  $H_c$  обычно возрастает и становится равной величине эффективного поля, тогда форма и размеры домена становятся фиксированными.

В уравнении Хута динамика магнитного момента в процессе записи не учитывается. Динамический процесс переориентации спинов регулируется моментом импульса. Для того чтобы учесть этот фактор, часто применяется уравнение Ландау–Лифшица [4]. В таком подходе трудность заключается в том, как принять во внимание эффект коэрцитивности. Происхождение коэрцитивности сильно зависит от структуры материалов. Реальный механизм, который определяет коэрцитивность в процессе термомагнитной записи, до сих пор неясен. Время, необходимое для записи, является важным параметром для существующих систем хранения данных. Скорость записи определяется временем, необходимым для повышения температуры носителя, т. е. скорость передачи данных ограничена по мощности полупроводниковыми лазерными диодами. Если предел мощности лазера отсутствует, то время записи будет определяться временем релаксации спиновой системы около температуры Кюри. Время релаксации обычно составляет несколько пикосекунд [5], что намного короче, чем время перемагничивания  $\sim 1$  мкс. Этот факт указывает на значительный потенциал развития термомагнитной записи для увеличения скорости записи информации.

Плотность хранения данных является еще одним важным параметром. Плотность записи на оптическом накопителе определяется размером пятна лазерного луча. В этом случае размер пятна луча  $d$  типичного объектива определяется как расстояние между точками, где мощность излучения уменьшается вдвое по сравнению с мощностью в центре сфокусированного луча:

$$d = \frac{\lambda}{2NA}, \quad (2)$$

где  $\lambda$  – длина волны лазера;  $NA$  – максимальный угол, под которым в объектив могут попадать лучи, определяется как  $NA = n \sin \theta$ ;  $n$  – показатель преломления пространства изображения;  $\theta$  – угол между крайними лучами и оптической осью.

Поскольку в обычных системах линз угол  $NA$  меньше единицы, минимальный диаметр пятна луча приблизительно равен или немного меньше, чем длина волны. Таким образом, величина площади нагретой области имеет тот же порядок, что и длина волны лазера – точнее, температурный профиль среды, которая облучается лазерным лучом, зависит от ее тепловых свойств (теплоемкости и теплопроводности), а также от скорости, с которой перемещается луч. На рис. 2, *a* показан пример температурного профиля, рассчитанного для непрерывно движущегося лазерного пятна. Максимальная плотность записи зависит от профиля температуры и результирующего теплового изменения магнитных свойств среды.

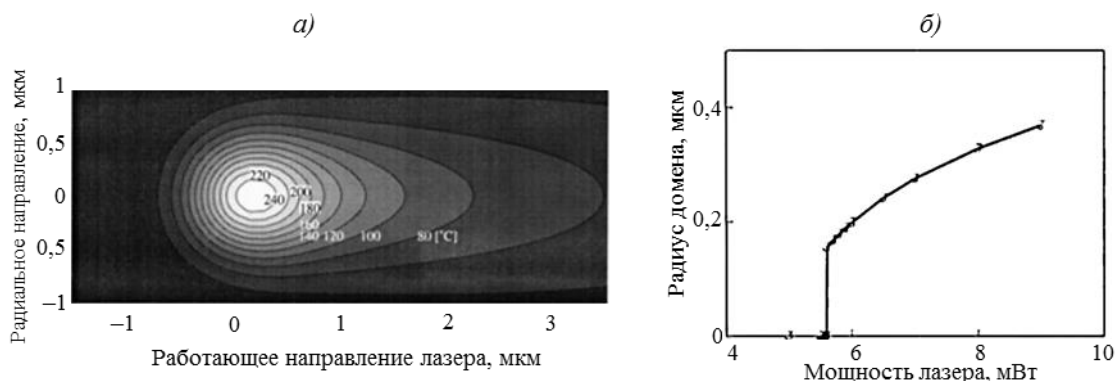


Рис. 2. Температурный профиль (*a*), рассчитанный для пленки из аморфного сплава  $Tb_{20}(Fe_{78}Co_{22})_{80}$ , подвергнутой непрерывному облучению лазером, движущимся со скоростью 10 м/с (радиус пятна луча 1 мкм, мощность лазера 7 мВт); *b* – зависимость радиуса домена от мощности лазера [5]

В практической системе магнитооптической записи используется два вида записи, которые схематически показаны на рис. 3. Первый вид записи – модуляция интенсивности света (Light Intensity Modulation – LIM), когда интенсивность лазера модулируется в соответствии с сигналом записи; второй вид записи – модуляция магнитного поля (Magnetic Field Modulation – MFM).

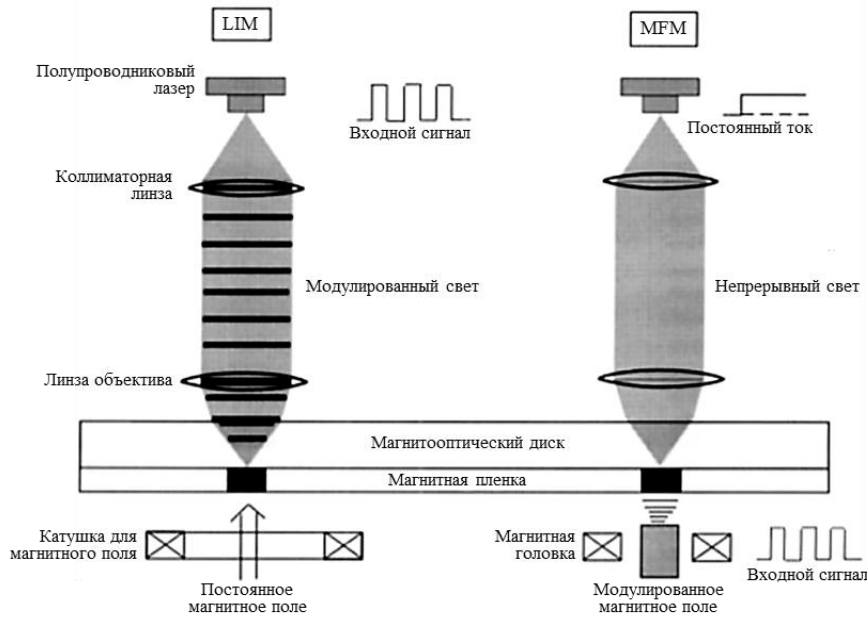


Рис. 3. Схематические виды записи: LIM – модуляция интенсивности света; MFM – модуляция магнитного поля [5]

В LIM-записи – если температура носителя достигает точки Кюри вокруг пика профиля, то можно записать метки несколько меньше, чем диаметр пятна луча, как показано на рис. 2, б. Тем не менее трудно записать метки намного меньше, чем размер пятна. В любом случае размер пятна луча будет ограничивать плотность обычной оптической системы хранения данных. В MFM-записи – плотность записи значительно выше, чем в LIM-записи. Доменные стенки появляются вдоль линий изотермы во время процесса охлаждения, где градиент температуры намного выше, чем вокруг максимума температуры.

**Считывание информации в магнитооптической системе записи**

Для считывания магнитооптической записи используют магнитооптический эффект Керра. На рис. 4 схематично показана система записи, где оптическая головка используется как для записи, так и для считывания.

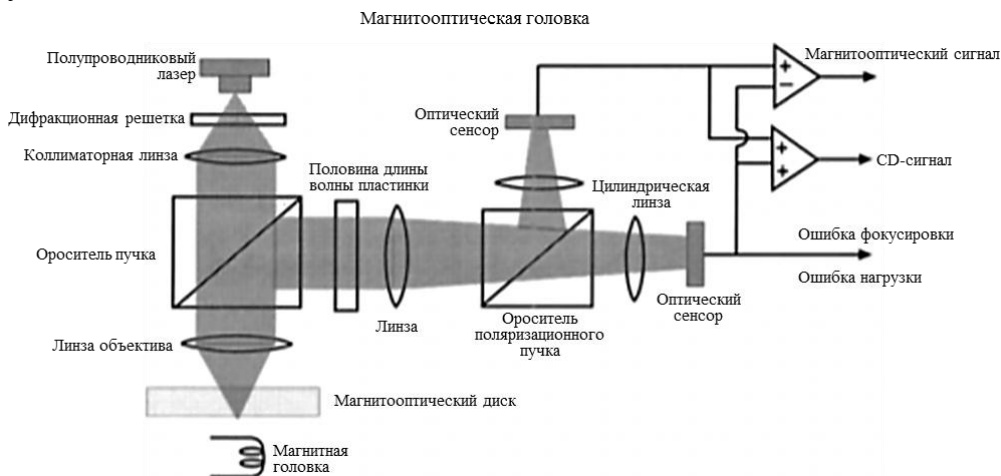


Рис. 4. Схематическая система записи и считывания с помощью магнитооптической головки [5]

Если падающий свет линейно поляризован, то направление поляризации света, отраженного от поверхности ферромагнитной пленки, поворачивается, как правило, на угол  $<1$  градуса из-за эффекта Керра. С использованием поляризованного светодетектора вращение плоскости поляризации света можно превратить в изменение его интенсивности, что, в свою очередь, с высокой точностью измеряется с помощью фотодиодов. Магнитооптический эффект Керра возникает из-за передачи момента импульса от электронного спина к фотону. Эффект проявляется через спин-орбитальное взаимодействие в веществах со спиновой поляризацией. Поскольку эффект Керра наиболее эффективно обнаруживается, когда спин электрона направлен параллельно направлению момента импульса фотона, которое параллельно направлению распространения света, то намагниченность носителя должна быть направлена по нормали к плоскости пленки. Такие магнитные носители можно получить в магнитных пленках, имеющих большую магнитную анизотропию в перпендикулярном направлении. Соотношение сигнал/шум определяется считываемым сигналом величиной угла поворота Керра. Когда дробовой шум является доминирующим, теоретическое отношение сигнал/шум определяется как [6]:

$$\frac{S}{N} = \left( \frac{\eta}{2B \cdot hv} \right)^{1/2} (RI_0)^{1/2} \sin 2\theta_K, \quad (3)$$

где  $hv$  – энергия фотона;  $\eta$  – квантовая эффективность детектора;  $B$  – ширина полосы обнаружения;  $R$  – отражательная способность носителя;  $I_0$  – сила света.

Как видно из этого уравнения, отношение  $S/N$  пропорционально углу поворота Керра ( $\theta_K$ ) и квадратному корню мощности, т. е. количеству фотонов.

#### **Лазерные технологии ближнего поля для записи информации и считывания**

Плотность оптической записи определяется размером сфокусированного пятна лазерного луча, который ограничен дифракционным пределом  $\lambda/2NA$ . Один из способов преодолеть этот предел – визуализация через точечное отверстие, которое меньше размера пятна, ограниченного дифракцией. Если отверстие находится очень близко к носителю записи, то размер пятна становится равным размеру крошечного отверстия. Другой способ – использовать твердую иммерсионную линзу (Solid Immersion Lens – SIL) [7, 8], т. е. сферу из стекла с высоким показателем преломления, которая помещается между объективом и исследуемым образцом. Благодаря высокому показателю преломления SIL, вместе с увеличением угла  $\theta_{\max}$  по преломлению на внутренней поверхности сферы размер пятна значительно уменьшается на нижней поверхности SIL. При размещении SIL в пределах длины затухания световой волны, пучок маленького размера может быть передан через воздушный зазор. В работе [9] предложена реалистичная демонстрация хранения данных в ближней зоне излучателя, как показано на рис. 5.

Существует другой метод – «гибридная запись», предложенная в работах [10, 11]. Этот метод сочетает термомагнитную запись и считывание магнитного потока с помощью магнитосопротивления головки. При оптическом считывании возникает сложность в пространственном разрешении, которая определяется дифракцией, в то время как при обычной магнитной записи сталкиваются с проблемой термостойкости магнитной частицы, которая улучшается с увеличением плотности записи.

Улучшить стабильность носителя записи сложно, потому что такие носители требуют большой величины магнитного поля, которое не может быть создано обычной

магнитной головкой. Напротив, сильное магнитное поле не является необходимым в случае термомагнитной записи. Этот вид записи стал реалистичным с момента открытия гигантского магнетосопротивления (Giant Magneto-Resistance – GMR), после этого были разработаны специальные магниторезистивные головки, которые применены в жестком диске.

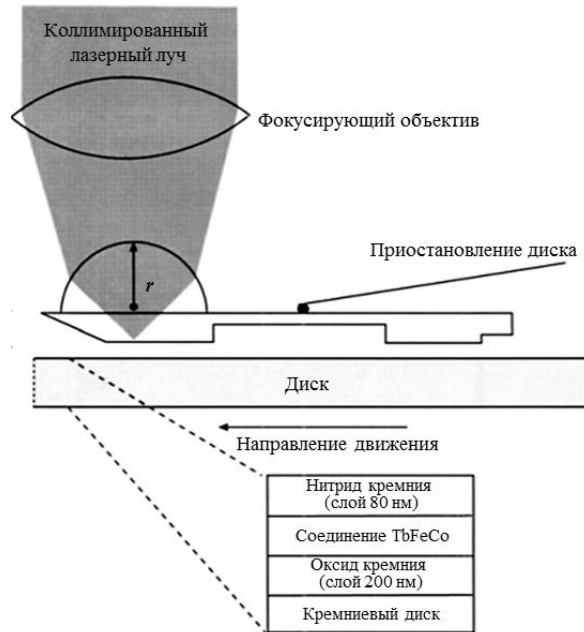


Рис. 5. Схема магнитооптической записи с использованием твердой иммерсионной линзы [9]

На рис. 6 показан метод считывания и записи, а также техника «гибридной записи». Метод аналогичен методу магнитооптической записи MFM. Площадь записи и результирующая плотность определяются профилем температуры, особенно по градиенту температуры. Разрешение по длине дорожки направления определяется конструкцией GMR-головки.

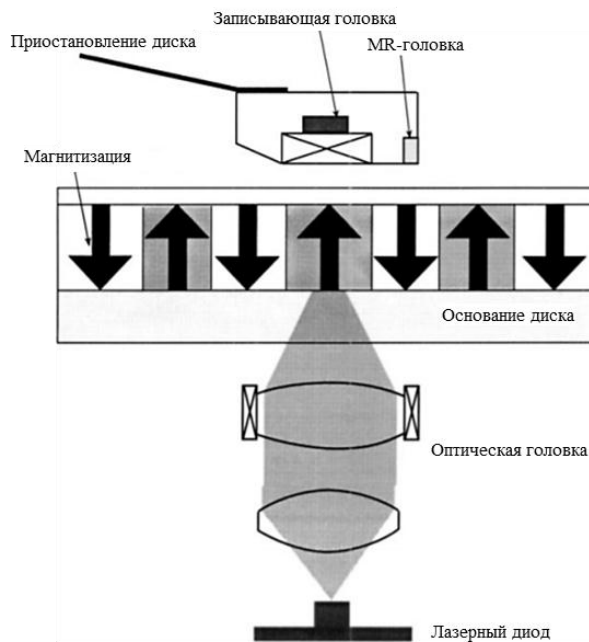


Рис. 6. Схема «гибридной записи» с оптической записью и считывающими головками гигантского магнетосопротивления [11]

С помощью такого метода можно получить высокий уровень сигнала считывания. Лазерный нагрев эффективен при увеличении плотности в направлении ширины колеи дорожки, если ширина магнитной головки больше, чем размер лазерного пятна. В работе [12] исследована «гибридная запись» с использованием пленок типа RE–TM для носителя записи. В данном случае не применяли лазерное нагревание для считывания, но вместо этого использовали двухслойные пленки с обменной связью. Большая намагниченность для считывания магнитного потока достигнута с помощью считывающего слоя с высокой намагниченностью при комнатной температуре.

### Технология термомагнитной записи в магнитных пленках

#### Требования к материалам для магнитооптической записи

Носители магнитооптической записи должны удовлетворять ряду физических условий. В обычных дисковых системах хранения носитель имеет форму диска с магнитной пленкой, нанесенной на плоскую подложку. Для магнитной пленки требуются следующие свойства:

- 1 – высокая коэрцитивная сила, которая резко падает при освещении сфокусированным лазерным лучом;
- 2 – большой магнитооптический эффект Керра, достаточный для считывания меток записанного магнитного поля;
- 3 – большая перпендикулярная магнитная анизотропия, достаточная для того, чтобы создать намагниченность перпендикулярной плоскости пленки и получить прямоугольные петли гистерезиса;
- 4 – определенный баланс оптического поглощения и отражательной способности;
- 5 – отсутствие оптической и магнитной неоднородности, которая способствует росту шума;
- 6 – термостойкость к нагреванию в процессе записи и чтения;
- 7 – химическая стабильность;
- 8 – эффективное, недорогое производство.

В таблице показаны различные виды материалов, которые в настоящее время рассматриваются как носители магнитооптической записи [6]. Показанные в таблице материалы удовлетворяют условиям (1)–(3) и проверены на практике с помощью дисковых систем хранения. Материалы можно классифицировать на металлы и оксиды или на кристаллические и аморфные материалы. Кристаллические пленки состоят из металлов или оксидов, проявляющих большой магнитооптический эффект Керра, но часто требующих высокотемпературного процесса кристаллизации.

#### Характеристики типичных материалов магнитооптической записи

Материал	Кристаллическая структура	Способ депонирования	Температура отжига	Температура Кюри	Квадратность	Коэрцитивная сила $H_c \cdot 10^{-5}$ , А/м	Керровское вращение, мградус*
			°С				
Металл							
MnBi	Гексагональная	Вакуумное испарение	300	360	1	2	0,6 (633 нм)
MnCuBi	Кубическая	То же	400	180	1	1–2	0,43 (830 нм)
PtCo	Тетрагональная	Распыление	600	400	0,8	–	–
TbFeCo	Аморфная	То же	Без отжига	150–250	1	4	0,2 (830 нм)
Pt/Co	Кубическая	Вакуумное испарение	То же	250–300	1	1	0,36 (410 нм)
Оксид							
BiDyYG	Гранатовая	Тепловое расщепление	500–600	250	1	2	1** (633 нм)
Со-феррит	Шпинельная	То же	300–600	0,9	2	–	–

\* В скобках – длина волны керровского излучения.

\*\* Фарадеевское вращение (градус·мм<sup>-1</sup>).

Ранее [1] исследованы поликристаллические пленки MnBi с предпочтительной ориентацией намагниченности. Хотя такие пленки имеют перпендикулярную намагниченность вместе с большим магнитооптическим эффектом, магнитооптические диски из этого материала не нашли в практического использования, так как многие технологии, связанные с оптическим накопителем (например, полупроводниковый лазер), еще не были разработаны. В 1973 г. был открыт новый материал – аморфный редкоземельный переходной металл типа RE–TM [13]. Несмотря на аморфную структуру, пленки типа RE–TM имеют перпендикулярную магнитную анизотропию более  $10^6$  эрг·м<sup>3</sup>, т. е. проявляют перпендикулярную намагниченность. Характеристики аморфных пленок Gd–Co рассматривались как весьма перспективные для магнитооптических носителей информации наряду с различными кристаллическими материалами [14]. Аморфные пленки Gd–Co показали очень слабый шум и высокую оптическую однородность, что является большим преимуществом перед поликристаллическими магнитными пленками.

**Аморфные сплавы типа RE–TM в качестве магнитооптической среды**

Пленки типа RE–TM напыляют обычно на водоохлаждаемые подложки. Пленки, содержащие 20–30% (атомн.) RE, имеют аморфную структуру. Для практических сред применяется тройной или четвертичный сплав системы на основе Tb–Fe. В пленках типа RE–TM спины RE и TM связаны антиферромагнитно друг с другом, в то время как в подрешетке RE орбитальный момент связан с моментом вращения в соответствии с правилами Хунда. Легкие редкоземельные атомы (Light Rare Earth – LRE), орбитальный момент которых больше, чем спиновый момент и направлен антипараллельно ему, ведут себя как ферромагнетики, в то время как сплавы, состоящие из тяжелых редких земель (Heavy Rare Earth – HRE), ведут себя как ферримагнетики. Ферримагнитная пленка типа LRE–TM с большой перпендикулярной намагниченностью насыщения дает петлю гистерезиса, которая сильно отличается от прямоугольной из-за большой размагничивающей энергии. Аморфные пленки, применяемые к носителям магнитооптической записи, обычно состоят из HRE и TM. Их состав близок к точке компенсации, где намагниченности RE- и TM-подрешеток почти скомпенсированы и суммарная намагниченность мала. На рис. 7 схематично показана конфигурация атомного момента в ферримагнитных пленках типа RE–TM.

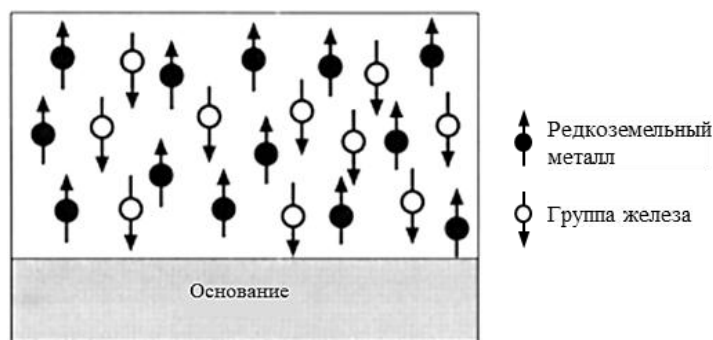


Рис. 7. Схематическая конфигурация магнитных моментов атомов редкоземельных и переходных металлов в ферримагнитных пленках типа RE–TM [14]

Температурный профиль спонтанной намагниченности является наиболее важным параметром для носителя магнитооптической записи. На рис. 8 показана температурная зависимость намагниченности для пленки аморфного сплава системы Gd–Co–Mo, где спонтанная намагниченность исчезает в точке компенсации намного ниже точки Кюри.

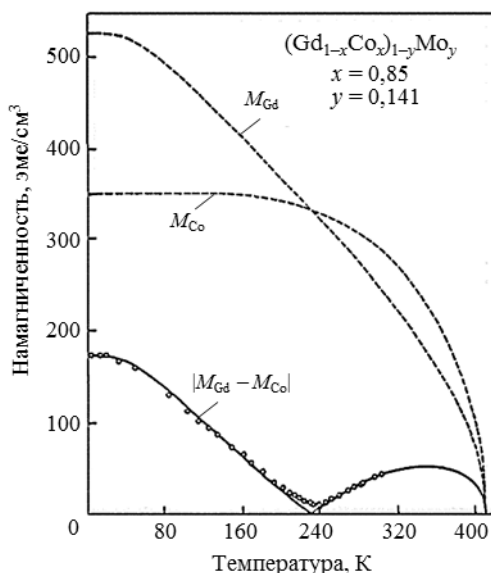


Рис. 8. Зависимость намагниченности для пленки аморфного сплава системы Gd–Co–Mo от температуры [15]

Магнетизм железа в аморфных сплавах сильно отличается от магнетизма переходных кристаллов с объемноцентрированной кубической решеткой (ОЦК). Аморфные сплавы железа, такие как FeY и FeZr, не проявляют сильного ферромагнетизма, но их свойства похожи на свойства спинового стекла при низких температурах [16, 17].

В бинарных сплавах RE–Fe температура Кюри сильно зависит от типа RE-элемента через взаимодействие между атомами RE и ТМ, которое пропорционально величине спина RE. Температура Кюри является самой высокой для соединения GdFe с наибольшим спином RE и уменьшается в ряду от TbFe до DyFe. На рис. 9 показана температурная зависимость намагниченности насыщения и коэрцитивности для двух видов составов [18].

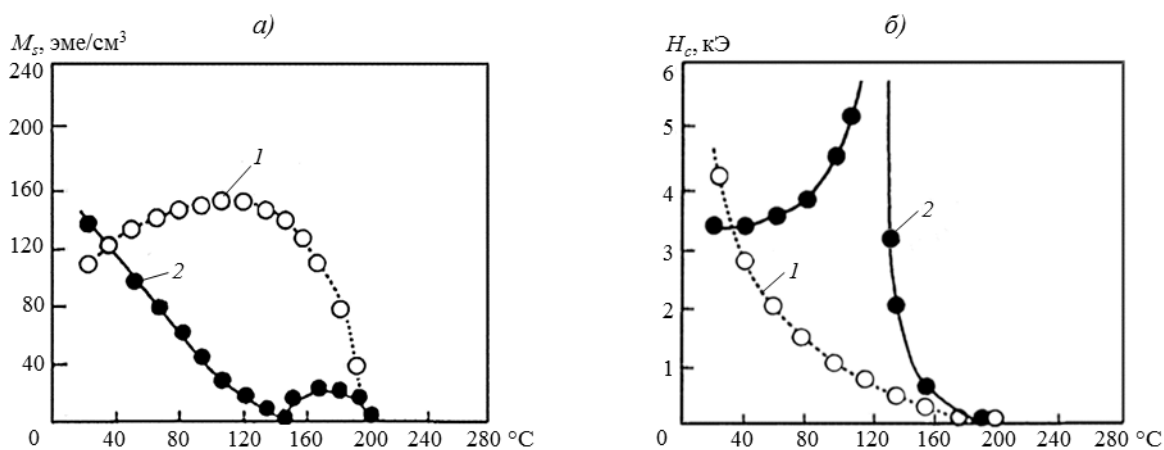


Рис. 9. Температурная зависимость насыщения намагниченности (а) и коэрцитивности (б) аморфных пленок на основе железа, обогащенного Tb<sub>22</sub>Fe<sub>60</sub>Co<sub>10</sub> (1) и Tb<sub>28</sub>Fe<sub>60</sub>Co<sub>12</sub> (2) [18]

В случае распыления материала кинетическая энергия падающих атомов составляет ~10 эВ [19]. Эта высокая энергия передается в ближайшее расположение атомов в пленке и вызовет перпендикулярную магнитную анизотропию. В случае термического испарения энергия падающего атома относительно низка, но в процессе роста пленки

все же может возникнуть однонаправленная анизотропия. Величина перпендикулярной магнитной анизотропии в пленках составов GdCo и GdFe порядка  $10^5$  эрг/м<sup>3</sup>, в то время как она составляет  $10^6$  эрг/м<sup>3</sup> или больше для других пленок типа RE–TM, таких как TbFe и DyCo. Эта разница показывает, что атомы RE с 4f-оболочкой в S-состоянии не усиливают анизотропию. На рис. 10 показана зависимость энергии перпендикулярной анизотропии на один атом RE, который замещает атомы Gd в аморфных пленках состава Gd<sub>19</sub>Co<sub>81</sub>, полученных методом магнетронного распыления [20].

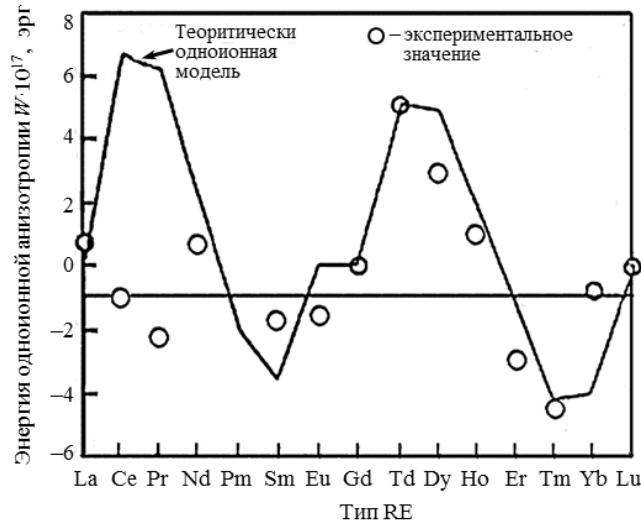


Рис. 10. Зависимость энергии одноионной анизотропии в перпендикулярном направлении от типа редкоземельных металлов RE, полученных методом магнетронного распыления [20]

Результаты можно объяснить моделью ионной анизотропии [21], по которой анизотропия определяется следующим уравнением:

$$K_{и} = 2\alpha_j J \left( J - \frac{1}{2} \right) A_2 \langle r^2 \rangle, \quad (4)$$

где  $A_2$  – одноосная анизотропия кристаллического поля вокруг 4f-электрона;  $\alpha_j$  – фактор Стивена;  $J$  – полный угловой момент квантового числа;  $\langle r^2 \rangle$  – среднее значение квадрата радиуса орбиты 4f-электронов.

С точки зрения применения важно увеличить перпендикулярную анизотропию не только для получения остаточной намагниченности, перпендикулярной плоскости пленки, но также для стабилизации очень тонких доменов для записи с высокой плотностью. Эффективно усилить анизотропию, вводя искусственную одноосную структуру, можно просто складывая очень тонкие атомные слои. Магнитооптический эффект пленок типа RE–TM также важен с точки зрения практического применения. В пленках типа RE–TM магнитооптический эффект происходит от поляризации RE- и TM-атомов, т. е. вклад атома TM в эффект Керра доминирует в ближней инфракрасной области, в то время как атом RE доминирует в ультрафиолетовой области.

На рис. 11 показаны спектры типичных материалов для магнито-оптической записи, включая пленки типа RE–TM и многослойные материалы, где  $(\theta_K^2 + \eta_K^2)^{1/2}$  показывает величину магнитооптического эффекта Керра [22]. Среди этих материалов соединение TbFeCo является наиболее часто используемым для оптических дисков, так как оно эффективно при длинах волн видимого света.

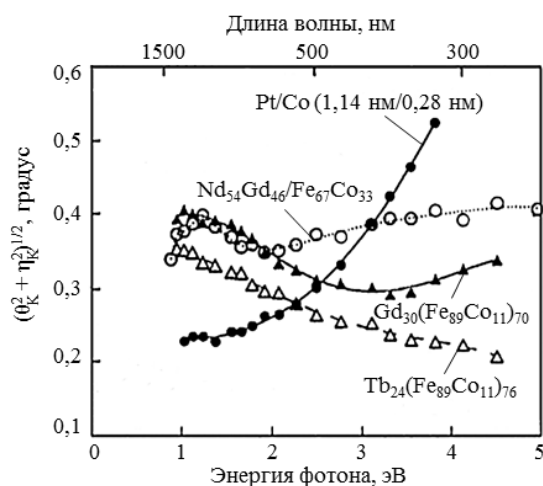


Рис. 11. Магнитооптические спектры эффекта Керра для типичной магнитооптической записи материалов, где  $(\theta_K^2 + \eta_K^2)^{1/2}$  показывает эффективную величину эффекта Керра [22]

В отличие от соединения TbFeCo, которое является магнитомягким, но имеет больший эффект Керра при короткой длине волны, соединение GdFeCo эффективно для считывания, когда оно соединено с записывающим слоем, который является магнитожестким.

### Многослойные магнитные пленки магнитооптической записи

Перпендикулярная магнитная анизотропия является необходимым условием для магнитооптической среды, но очень немногие материалы удовлетворяют этому условию. В кристаллических материалах появляется перпендикулярная магнитная анизотропия. Для того чтобы получить хорошую кристалличность и предпочтительную ориентацию намагниченности, как правило, необходим высокотемпературный отжиг, но такая термическая обработка часто приводит к росту больших кристаллитов, которые разрушают оптические носители, увеличивая шум среды из-за крупных зерен.

Многослойные металлы являются одним из решений вышеупомянутых проблем. Многослойные соединения Pd/Co показывают очень большую анизотропию, которая достаточна для достижения перпендикулярной намагниченности [23]. Эти соединения также показывают перпендикулярную намагниченность и проявляют большой магнитооптический эффект Керра на коротких волнах, как показано на рис. 12 [24].

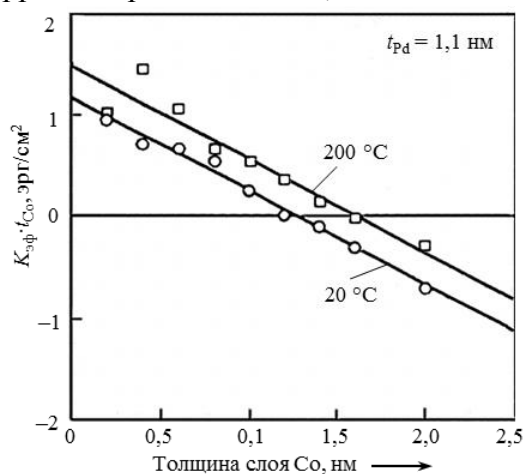


Рис. 12. Зависимость эффективной анизотропии на единицу площади  $K_{\text{эф}} \cdot t_{\text{Co}}$  от толщины слоя кобальта  $t_{\text{Co}}$ , осажденного при 20 и 200 °C [24]

Анизотропия оказывается максимальной при толщине бислоя 1 нм, что экспериментально подтверждено при анизотропном выравнивании соседних атомов, которое становится наиболее значительным [25]. Приведенные материалы о магнетизме редкоземельных пленок и управлении магнетизмом с помощью света в значительной мере аналогичны исследованиям, проведенным во ФГУП «ВИАМ» [26–30], по программе, связанной с изучением редкоземельных магнитов. Напыление пленочных структур и исследования оптического переключения намагниченности в них могли бы дать новые прикладные результаты, востребованные в цифровой экономике.

### **Заключения**

Таким образом, препятствием для современных достижений оптической записи магнитной информации стали трудности как в области миниатюризации минимального элемента, достаточного для записи бита информации, так и в области преодоления противоречивых требований к малому полю переключения элементов памяти при одновременном сохранении стабильности памяти и способности сохранять информацию длительное время. Минимально удовлетворительный порог потенциального барьера, который должен разделять два состояния намагниченности пленки, отвечающие логическому нулю и логической единице, составляет ~50 средних энергий термических флуктуаций при комнатной температуре, т. е. 1,5 эВ в расчете на атом. Это создает трудности для поиска внешнего типа воздействия, с помощью которого такой барьер должен быть преодолен при записи информации. Во второй части обзора будет рассмотрен возможный подход к решению этой проблемы, который заключается в использовании нового физического явления – полностью оптического переключения намагниченности, которое оказывается возможным благодаря развитию фемтосекундных лазеров. Сверхбыстрое переключение намагниченности, которое не сопровождается нагревом материала, приводит к решению упомянутых противоречий и позволяет надеяться на новый виток технологической революции в области устройств магнитной памяти.

### **Библиографический список**

1. Chen D., Ready J.F., Bernal G.E. MnBi Thin Films: Physical Properties and Memory Applications // *Journal of Applied Physics*. 1968. Vol. 39 (8). P. 3916–3927. DOI: 10.1063/1.1656875.
2. Williams H.J., Sherwood R.C., Foster F.G., Kelley E.M. Magnetic Writing on Thin Films of MnBi // *Journal of Applied Physics*. 1957. Vol. 28 (10). P. 1181–1184. DOI: 10.1063/1.1722603.
3. Huth B.G. Calculations of Stable Domain Radii Produced by Thermomagnetic Writing // *IBM Journal of Research and Development*. 1974. Vol. 18 (2). P. 100–109. DOI: 10.1147/rd.182.0100.
4. Mansuripur M. *The Physical Principles of Magneto-optical Recording*. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 776 p. DOI: 10.1017/CBO9780511622472.
5. Beaupaire E., Merle J.-C., Daunois A., Bigot J.-Y. Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel // *Physical Review Letters*. 1996. Vol. 76 (22). P. 4250–4253. DOI: 10.1103/physrevlett.76.4250.
6. Egashira K., Yamada T. Kerr-effect enhancement and improvement of readout characteristics in MnBi film memory // *Journal of Applied Physics*. 1974. Vol. 45 (8). P. 3643–3648. DOI: 10.1063/1.1663831.
7. Mansfield S.M., Kino G.S. Solid immersion microscope // *Applied Physics Letters*. 1990. Vol. 57 (24). P. 2615–2616. DOI: 10.1063/1.103828.
8. Mansfield S.M., Studenmund W.R., Kino G.S., Osato K. High-numerical-aperture lens system for optical storage // *Optics Letters*. 1993. Vol. 18 (4). P. 305. DOI: 10.1364/ol.18.000305.
9. Terris B.D., Mamin H.J., Rugar D., Studenmund W.R., Kino G.S. Near-field optical data storage using a solid immersion lens // *Applied Physics Letters*. 1994. Vol. 65 (4). P. 388–390. DOI: 10.1063/1.112341.
10. Katayama H., Sawamura S., Ogimoto Y. et al. New Magnetic Recording Method Using Laser Assisted Read/Write Technologies // *Journal of the Magnetism Society of Japan*. 1999. Vol. 23 (S\_1\_MORIS\_99). P. S1\_233–236. DOI: 10.3379/jmsjmag.23.s1\_233.

11. Nemoto H., Saga H., Sukeda H., Takahashi M. High Density Thermomagnetic Recording on Flux Detectable RE-TM Media // *Journal of the Magnetics Society of Japan*. 1999. Vol. 23 (S\_1\_MORIS\_99). P. 229–232. DOI: 10.3379/jmsjmag.23.s1\_229.
12. Saga H., Nemoto H., Sukeda H., Takahashi M. A New Perpendicular Magnetic Recording Method with a Magnetic-Optical Common Preformat // *Journal of the Magnetics Society of Japan*. 1999. Vol. 23. P. 225. DOI: 10.3379/jmsjmag.23.S1\_225.
13. Chaudhari P., Cuomo J.J., Gambino R.J. Amorphous metallic films for magneto-optic applications // *Applied Physics Letters*. 1973. Vol. 22. P. 337. DOI: 10.1063/1.1654662.
14. Brown B.R. Optical Data Storage Potential of Six Materials // *Applied Optics*. 1974. Vol. 13 (4). P. 761. DOI: 10.1364/ao.13.000761.
15. Hasegawa R., Argyle B.E., Tao L.-J. Temperature dependence of magnetization in amorphous Gd–Co–Mo films // *AIP Conference Proceedings*. 1975. Vol. 24. P. 110. DOI: 10.1063/1.30006.
16. Hiroyoshi H., Fukamichi K. Ferromagnetic-spin glass transition in Fe–Zr amorphous alloy system // *Journal of Applied Physics*. 1982. Vol. 53 (3). P. 2226–2228. DOI: 10.1063/1.330779.
17. Ryan D.H., Coey J.M.D., Batalla E. et al. Magnetic properties of iron-rich Fe–Zr glasses // *Physical Review B*. 1987. Vol. 35 (16). P. 8630–8638. DOI: 10.1103/physrevb.35.8630.
18. Takahashi M., Niihara T., Ohta N. Study on recorded domain characteristics of magneto-optical TbFeCo disks // *Journal of Applied Physics*. 1988. Vol. 64 (1). P. 262–269. DOI: 10.1063/1.341419.
19. Oechsner H. Energieverteilungen bei der Festkörperzerstäubung durch Ionenbeschuss // *Zeitschrift Für Physik*. 1970. Vol. 238 (5). P. 433–451. DOI: 10.1007/bf01409427.
20. Suzuki Y., Takayama S., Kirino F., Ohta N. Single ion model for perpendicular magnetic anisotropy in RE–TM amorphous films // *IEEE Transactions on Magnetics*. 1987. Vol. 23 (5). P. 2275–2277. DOI: 10.1109/tmag.1987.1065290.
21. Rhyne J.J. Bulk Magnetic Properties // *Magnetic Properties of Rare Earth Metals*. 1972. Vol. 4. P. 129–182. DOI: 10.1007/978-1-4757-5691-3\_4.
22. Yu X.Y., Tsunashima S., Ban Y. et al. Simulation of thermomagnetic recording in rare earth-transition magnetic film using very small laser spot // *Magnetics Society of Japan*. 1998. Vol. 22. P. 129–132. DOI: 10.3379/jmsjmag.22.S2\_129.
23. Carcia P.F., Meinhardt A.D., Suna A. Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co thin film layered structures // *Applied Physics Letters*. 1985. Vol. 47 (2). P. 178–180. DOI: 10.1063/1.96254.
24. Zeper W.B., van Kesteren H.W., Jacobs B.A.J. et al. Hysteresis, microstructure, and magneto-optical recording in Co/Pt and Co/Pd multilayers // *Journal of Applied Physics*. 1991. Vol. 70 (4). P. 2264–2271. DOI: 10.1063/1.349419.
25. Fujiwara Y., Masaki T., Yu X. et al. Structural and Magnetic Anisotropy of Tb/Fe Multilayers // *Japanese Journal of Applied Physics*. 1997. Vol. 36. Part 1. No. 8. P. 5097–5102. DOI: 10.1143/jjap.36.5097.
26. Каблов Е.Н., Пискорский В.П., Бурханов Г.С., Валеев Р.А., Моисеева Н.С., Степанова С.В., Петраков А.Ф., Терешина И.С., Репина М.В. Термостабильные кольцевые магниты с радиальной текстурой на основе Nd(Pr)–Dy–Fe–Co–B // *Физика и химия обработки материалов*. 2011. Т. 3. С. 43–47. URL: [viam.ru/public/files/2011/2011-205746.pdf](http://viam.ru/public/files/2011/2011-205746.pdf) (дата обращения: 18.09.2019).
27. Каблов Е.Н., Оспенникова О.Г., Резчикова И.И., Пискорский В.П., Валеев Р.А., Королев Д.В. Зависимость свойств спеченных материалов системы Nd–Dy–Fe–Co–B от технологических параметров // *Авиационные материалы и технологии*. 2015. №S2 (39). С. 24–29. DOI: 10.18577/2071-9140-2015-0-S2-24-29.
28. Каблов Е.Н., Оспенникова О.Г., Королев Д.В., Пискорский В.П., Валеев Р.А., Резчикова И.И. Механизмы влияния содержания бора и термообработки на свойства магнитов системы Nd–Fe–Al–Ti–B // *Авиационные материалы и технологии*. 2015. №S2 (39). С. 30–34. DOI: 10.18577/2071-9140-2015-0-S2-30-34.
29. Каблов Е.Н. Инновационные разработки ФГУП «ВИАМ» ГНЦ РФ по реализации «Стратегических направлений развития материалов и технологий их переработки на период до 2030 года» // *Авиационные материалы и технологии*. 2015. №1 (34). С. 3–33. DOI: 10.18577/2071-9140-2015-0-1-3-33.
30. Пискорский В.П., Валеев Р.А., Королев Д.В., Моргунов Р.Б., Резчикова И.И. Влияние легирования тербием и гадолинием на термостабильность и магнитные свойства спеченных материалов Pr–Tb–Gd–Fe–Co–B // *Труды ВИАМ: электрон. науч.-техн. журн*. 2019. №7 (79). Ст. 07. URL: <http://www.viam-works.ru> (дата обращения: 18.09.2019). DOI: 10.18577/2307-6046-2019-0-7-59-66.