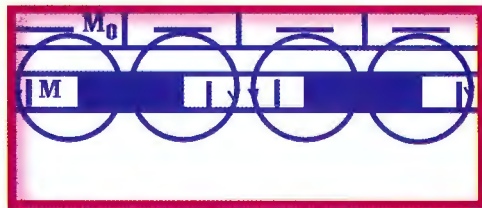
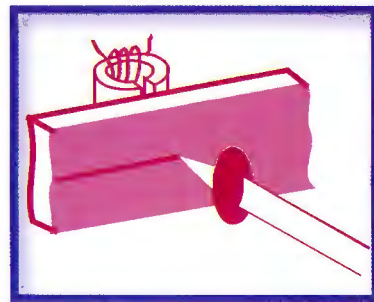


Магнитооптическое контактное копирование и его применение

*И.И.Давиденко
А.Д.Аль-Кадими*



Давиденко Ірина Іванівна
Аль-Кадімі Арнан Джовад
“Магнітооптичне контактне копіювання і його застосування”
Davidenko I.I., Al-Kadhimi A.J.
“Magneto-optical Contact Printing and Application”

Експериментально і теоретически досліджена методика магнітного контактного копіювання інформації. Вона складається в формуванні просторового рельєфу намагніченості в середі, приведеній в контакт з магнітною сигналограмою. Контактне копіювання може бути використано для виробництва і тиражування магнітних сигналограм. З аналізу результатів проведених досліджень можна зробити висновки і розробити рекомендації по захисті магнітних сигналограм різного призначення і на різних магнітних носіях.

Розроблені теоретическі основи нового методу контактного копіювання на магнітооптичні епітаксціальні плівки феррит-гранатів, який використовується для візуалізації і виробництва магнітних сигналограм. Метод має велику чутливість і розрешальну здатність порівняно з відомими до цього часу. Він оснований на модуляції ширини доменів власної плоскопаралельної полосової доменної структури високоякісної магнітооптичної плівки в полях розсіяння магнітної сигналограми. Досліджені особливості магнітооптичної дифракції лазерного випромінювання на такій доменній структурі.

В якості прикладу використання розробленого і апробованого методу контактного копіювання експериментально продемонстрована можливість виробництва узгоджених магнітних сигналограм.

ISBN 996-7153-05-3
“Економіка і право”

© Давиденко Ірина Іванівна
© Аль-Кадімі Арнан Джовад

Часть 1.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СРЕД МАГНИТООПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ.

1.1. Непосредственная магнитооптическая визуализация.

При решении многих технических и технологических задач возникает необходимость визуализации (топографирования) магнитных полей в окружающем магнитный материал пространстве, а также локальное измерение напряженности поля, что дает возможность судить о пространственном распределении остаточной намагниченности исследуемого материала. Использование для этих целей традиционных методик (магниторезистивных датчиков [1], датчиков Холла [2], индуктивных датчиков [3], феррожидкостей [4]) в большинстве случаев не дает требуемого пространственного разрешения. Кроме того, фундаментальное исследование возможностей визуализации и измерения параметров магнитных полей и пространственного распределения остаточной намагниченности представляется необходимым с точки зрения изучения возможностей защиты магнитной записи от несанкционированного доступа, копирования и подделки.

В принципе проблема локальной визуализации пространственного распределения остаточной намагниченности магнитного материала и связанных с ним пространственно неоднородных магнитных полей может быть решена непосредственно магнитооптическими методами.

В случае, когда направление магнитного поля параллельно направлению распространения света в среде, наблюдается хорошо известный магнитооптический эффект Фарадея (ЭФ). Он фактически представляет собой магнитный циркулярный дихроизм и состоит во вращении плоскости поляризации линейно поляризованного светового пучка, проходящего через кристалл (рис.1.1, а). При распространении линейно поляризованного светового пучка перпендикулярно намагниченности в среде имеет место так называемый эффект Коттона-Мутона, связанный с различными условиями распространения компонент падающего линейно поляризованного пучка в направлениях, параллельном и перпендикулярном намагниченности (линейное магнитное двулучепреломление). В результате происходит трансформация линейно поляризованного пучка в эллиптически поляризованный на выходе из среды (рис.1.1, б).

Наряду с вращением плоскости поляризации (эффектом Фарадея) всегда присутствует оптическое поглощение конечной величины, которое различно для различных циркулярно поляризованных компонент падающего пучка (магнитный циркулярный дихроизм), характеризуется мнимой частью комплексного индекса

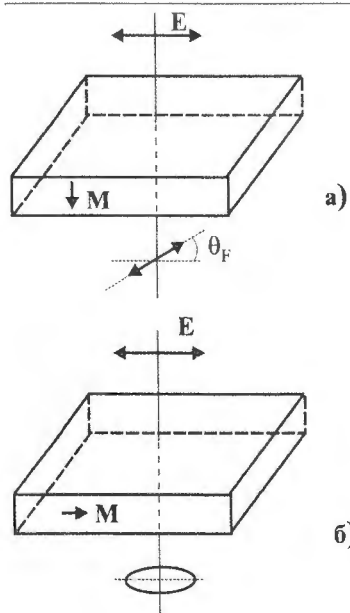


Рис. 1.1.

Магнитооптические эффекты Фарадея (а) и Коттона-Мутона (б)

Магнитооптические эффекты, возникающие при отражении света от поверхности намагниченной среды, называются эффектами Керра и в зависимости от взаимной ориентации волнового вектора света и направления намагниченности разделяются на полярный (рис. 1.2, а), продольный (рис. 1.2, б) и экваториальный (рис. 1.2, в). В общем случае в результате всех этих эффектов плоскость поляризации падающего линейно поляризованного светового пучка претерпевает комплексное вращение, т.е. пучок на выходе из среды становится эллиптически поляризованным, а большая ось поляризационного эллипса повернута на некоторый угол относительно направления вектора поляриза-

рефракции и обеспечивает появление эллиптичности светового пучка на выходе из среды. С другой стороны, конечная величина оптического поглощения в случае геометрии эффекта Коттона-Мутона (рис. 1.1, б) (линейный магнитный дихроизм) обеспечивает поворот поляризационного эллипса светового пучка на выходе из среды. Таким образом в обоих случаях, световой пучок после прохождения намагниченной среды превращается в эллиптически поляризованный, причем главная ось его поляризационного эллипса повернута относительно направления линейной поляризации падающего пучка. Разница лишь в величинах появляющейся эллиптичности и поворота поляризационного эллипса для различных геометрических конфигураций.

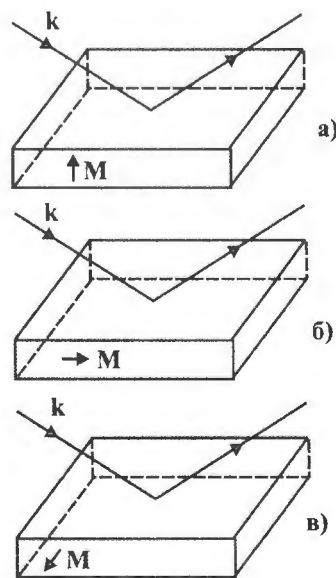


Рис. 1.2.

Магнитооптические эффекты Керра: полярный (а), продольный (б) и экваториальный (в)

ции падающего света. Величины эллиптичности и угла поворота различны и зависят от типа эффекта.

Использование отражательных магнитооптических эффектов Керра для визуализации распределения остаточной намагниченности и измерения его параметров позволяет получить информацию лишь о состоянии приповерхностного слоя магнитного материала. При этом поверхность должна быть гладкой, с однородным коэффициентом отражения. Кроме того, угол керровского вращения плоскости поляризации обычно мал и максимальное его значение, наблюдаемое в пленках $(\text{Tb}_{0.85}\text{Gd}_{0.15})\text{Fe}_{1-x}$ при $x=0.19$, составляет $\theta_K=0.29^\circ$ [5], что не позволяет получить высокий контраст при визуализации распределения остаточной намагниченности.

Следует отметить, что возможность использования эффектов Керра для случая порошковых носителей магнитной записи (НМЗ), рабочий слой которых представляет собой совокупность мелкодисперсных магнитных частиц в полимерном связующем, весьма проблематична. Это связано, в первую очередь, с диффузным характером отражения света от поверхности и с существенной неоднородностью коэффициента отражения по поверхности. Магнитооптический эффект Фарадея может быть использован для исследования пространственного распределения намагниченности лишь в средах, которые прозрачны в соответствующей спектральной области. Фарадеевская методика неприменима для сред, состоящих из мелкодисперсных частиц, в частности – для порошковых НМЗ, вследствие высокого поглощения в оптическом диапазоне.

1.2. Магнитное контактное копирование.

Невозможность непосредственного использования эффектов Фарадея и Керра для визуализации и измерения параметров распределения намагниченности в указанных магнитных средах вызывает необходимость использования для этих целей методики контактного копирования исследуемого распределения намагниченности на магнитооптические материалы [6,7]. Обычно для контактного копирования используются Vi -содержащие эпитаксиальные пленки феррит-гранатов (Vi -ЭПФГ). Они характеризуются высокой магнитооптической добротностью, т.е. высоким уровнем фарадеевского вращения и малым оптическим поглощением.

Вообще методика контактного копирования магнитной записи известна достаточно давно и широко используется для тиражирования магнитных сигналов [8,9,10]. Она используется как для порошковых НМЗ (магнитных лент), так и для носителей, представляющих собой сплавы типа “редкая земля – переходной металл” (РЗ-ПМ). Суть состоит в следующем: носитель-оригинал (master tape), который необходимо скопировать, приводится в плотный контакт со средой, на которую производится копирование (slave tape); поля рассеяния

распределения остаточной намагниченности, существующей в носителе-оригинале, формируют копию распределения в рабочем слое носителя-копии. Основным условием осуществления такого процесса является требование к материалам носителей, заключающееся в том, что носитель-копия должен быть более магнитомягким для того, чтобы в процессе копирования не происходило разрушение копируемого распределения остаточной намагниченности на носителе-оригинале. Для облегчения и ускорения копирования иногда используются различные внешние воздействия, способствующие уменьшению коэрцитивности материала носителя-копии, например, нагрев или высокочастотное внешнее магнитное поле [10].

1.3. Контактное копирование на эпитаксиальные пленки феррит-гранатов.

Абсолютно аналогично контактное копирование распределения остаточной намагниченности в НМЗ может быть осуществлено на тонкую эпитаксиальную пленку феррит-граната, обладающую высоким уровнем фарадеевского вращения. Поля рассеяния вызывают перестройку собственной доменной структуры (ДС) пленки (рис. 1.3), которую можно наблюдать визуально с помощью поляризационного микроскопа. Обычно для таких целей используются пленки Vi -содержащих гранатов, выращенные методом жидкофазной эпитаксии на прозрачных подложках галлий-гадолиниевого граната. Подбором кристаллографической ориентации подложки, условий выращивания или с помощью соответствующей технологической обработки пленки можно добиться существования в Vi -ЭПФГ одноосной магнитной анизотропии с осью, перпендикулярной плоскости пленки, плоскостной анизотропии или некоторого промежуточного состояния, когда ось анизотропии ориентирована под углом к плоскости пленки. Очевидно, что соответствующей будет и ориентация намагниченности в доменах. Возможные типы доменных структур и способы их изменения будут рассмотрены далее.

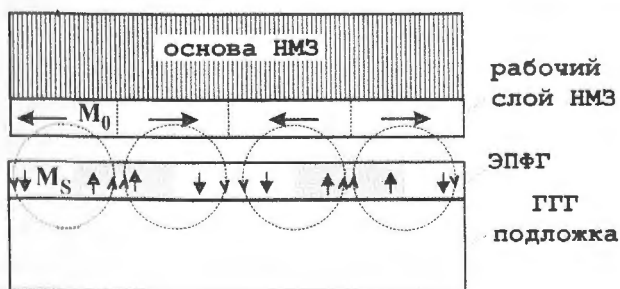


Рис. 1.3.

Копирование распределения намагниченности на ЭПФГ

Если Vi -ЭПФГ с перпендикулярной к плоскости пленки одноосной анизотропией приводится в плотный контакт с магнитным материалом с существующим в его объеме распределением остаточной намагниченности, то ДС Vi -ЭПФГ претерпевает изменения в соответствии с

напряженностью и направлением поля рассеяния. В том случае, когда перпендикулярная к поверхности Vi -ЭПФГ компонента поля рассеяния превышает некоторую величину H_0 (поле коллапса собственной ДС Vi -ЭПФГ), то исходная ДС полностью разрушается и формируется вынужденная ДС, характер которой определяется пространственной структурой поля рассеяния [6].

Метод контактного копирования позволяет, в принципе, визуализировать распределение остаточной намагниченности магнитного материала, однако вносит определенные погрешности и имеет ограничения, связанные со свойствами используемого магнитооптического материала. В первую очередь, необходимо отметить искажения, вносимые магнитооптической пленкой (МП) с одноосной анизотропией, которая отображает лишь дифференциал распределения намагниченности [11]. Возможность использования слабоанизотропных пленок или пленок с плоскостной анизотропией рассмотрена авторами [12]. Очевидно, что в таких пленках вектор намагниченности в полях рассеяния, превышающих поле анизотропии, также будет ориентироваться нормально плоскости пленки. Особенности искажений, возникающих при контактном копировании распределения остаточной намагниченности с помощью слабоанизотропных МП или пленок с плоскостной анизотропией, в настоящее время в полной мере не изучены и представляют собой предмет дальнейших исследований. Основные трудности в этом направлении связаны с отсутствием подходящих образцов МП.

Кроме того, следует отметить, что ограничением чувствительности метода контактного копирования является величина поля коллапса H_0 собственной ДС МП. Если нормальная к плоскости пленки составляющая поля рассеяния H_d не превышает H_0 , то имеет место лишь частичная перестройка ДС, особенности которой будут исследованы в следующем разделе.

В качестве возможности повышения чувствительности можно рассматривать способ преодоления статической коэрцитивности доменных стенок в одноосных ЭПФГ при помощи возмущающего синусоидального поля, приложенного в направлении легкого намагничивания [13]. Однако, очевидно, что такой способ связан с дополнительными шумами и требует дополнительных исследований.

Свойства используемой для контактного копирования ЭПФГ накладывают ограничения на предельные параметры визуализируемых магнитных неоднородностей. В случае, когда их размеры много меньше или больше периода собственной ДС, надежная визуализация не наблюдается [6, 11]. Магнитный материал с визуализируемым распределением остаточной намагниченности (например, НМЗ) в процессе контактного копирования должен находиться в непосредственной близости от МП, т.к. существование между ними воздушного зазора приводит к искажению пространственной структуры и ослаблению полей рассеяния, что особенно сильно проявляется при малых геометрических размерах визуализируемых магнитных неоднородностей.

Авторами [14] рассмотрено поведение ДС МП с перпендикулярной анизотропией в магнитном поле с пространственным периодом d_1 , которое представляет собой поле рассеяния магнитной сигналограммы. Специфической особенностью рассматриваемого взаимодействия является то, что период d ДС МП, сформированной в пространственно неоднородном внешнем поле с периодом d_1 , может быть либо кратен d_1 , либо равен некоторой величине d_0 , которая зависит от параметров пленки и задается соотношениями:

$$d_0 = \begin{cases} \sqrt{\pi l_0 h} & \pi l_0 \ll h \\ 4\pi h \exp[l_0 \pi / (h - a_0)] & \pi l_0 > h \end{cases} \quad (1.1)$$

где $l_0 = \sigma_w / 4\pi M_S^2$ - характеристическая длина, σ_w - плотность энергии ДГ, M_S - намагниченность насыщения МП, h - толщина МП, $a_0 = 1.3$ - численный параметр.

Установить, какой из двух случаев реализуется, можно в результате минимизации выражения для полной энергии рассматриваемой системы по d . Минимальное значение $d = d_{min}$ достигается при $d_1 = d_{min}$ и составляет

$$d_{min} = \begin{cases} d_0 / \sqrt{\nu + 3} & \nu \geq 1 \\ d_0 / (1 + \sqrt{\nu}) & \nu \leq 1 \end{cases} \quad (1.2)$$

где $\nu = (\pi/4)(M_0/M_S) \exp[-2\pi r/d_1]$, M_0 - амплитуда остаточной намагниченности магнитной сигналограммы, r - толщина воздушного зазора между магнитной сигналограммой и МП.

При $d_1 > 4\nu h'$ (h' - толщина рабочего слоя сигналограммы) ДС с $d = d_1$ становится энергетически невыгодной и минимум функционала свободной энергии достигается при $d \gg d_0$ и отличном от нуля параметре $m = (d_1 - d)/(d_+ + d_-)$ - домены с противоположными направлениями намагниченности, $d_+ + d_- = d$.

Таким образом, из проведенного анализа можно заключить, что устойчивая визуализация неоднородностей остаточной намагниченности в реальном масштабе может быть осуществлена при равенстве периода собственной ДС МП геометрическим размерам визуализируемых магнитных областей.

В то же время, период собственной ДС ЭПФГ может быть изменен в некоторых пределах с помощью внешних магнитных полей различной напряженности и ориентации. Такие возможности исследованы, например, авторами [15,16]. Особенность контактного копирования, состоящая в устойчивости сформированной в МП доменной структуры при равенстве периода собственной ДС и геометрических размеров копируемых магнитных неоднородностей, а также

возможность изменения периода собственной ДС с помощью внешних магнитных полей положены в основу способа контактного копирования, который может быть реализован с помощью устройства [17]. Оно позволяет визуализировать и топографировать поля рассеяния магнитных неоднородностей с высокой разрешающей способностью и эффективно, динамично перестраивать систему визуализации под оптимальные условия для копирования информации с движущейся магнитной сигналограммы. Это производится путем подстройки периода собственной ДС ЭПФГ во внешнем магнитном поле, приложенном в плоскости пленки, под период копируемой сигналограммы. Определение периода копируемого сигнала производится с помощью соответствующей оптоэлектронной схемы, позволяющей измерять эффективность магнитооптической дифракции на ДС ЭПФГ. С помощью системы автоматического регулирования производится измерение напряженности поля, приложенного в плоскости ЭПФГ, до тех пор, пока не реализуются условия, при которых эффективность дифракции максимальна. Это происходит при равенстве периода собственной ДС и записанного сигнала.

При максимальной эффективности дифракции достигается максимальная надежность регистрации скопированного с магнитной сигналограммы на ЭПФГ сигнала. Таким образом, подстройка с помощью внешнего магнитного поля периода собственной ДС ЭПФГ под период копируемого сигнала повышает надежность регистрации распределения намагниченности, сформированного в ЭПФГ в процессе контактного копирования.

1.4. Параметры материалов, используемых для магнитооптического контактного копирования.

Магнитооптические пленки, применяемые для визуализации неоднородностей намагниченности магнитных материалов методом контактного копирования с использованием эффекта Фарадея при двойном прохождении света через пленку, должны обладать высокой магнитооптической добротностью и хорошей чувствительностью ДС к изменениям относительно слабых магнитных полей [6]. Из известных в настоящее время магнитооптических материалов лучше всего этим требованиям удовлетворяют эпитаксиальные пленки редкоземельных и иттриевого феррит-гранатов. Изменением их состава и технологических условий выращивания можно варьировать параметры в достаточно широких пределах [18,19,20]. Исключительно высокие параметры динамики (подвижность ДГ) имеют ортоферриты. Однако, возможности их практического использования ограничены большими размерами доменов собственной ДС, поскольку, как уже отмечалось, предельные геометрические размеры визуализируемых магнитных неоднородностей зависят от периода собственной ДС пленки.

При уменьшении периода собственной ДС возможна визуализация более мелких деталей магнитной структуры исследуемого материала. Однако, применение

при выращивании ЭПФГ технологических приемов, направленных на уменьшение периода собственной ДС, влечет за собой изменение других магнитных параметров материала, в частности – уменьшение поля одноосной анизотропии и увеличение намагниченности насыщения [18,19,20]. Уменьшение поля одноосной анизотропии может привести к ситуации, когда ориентация вектора намагниченности вдоль нормали к поверхности пленки может оказаться нестабильной даже в относительно слабом пространственно неоднородном внешнем магнитном поле. В такой ситуации сформированное в процессе контактного копирования распределение намагниченности в МП будет принципиально отличаться от случая сильноанизотропных пленок. Детальное изучение возможностей использования для контактного копирования слабоанизотропных пленок и пленок с плоскостной анизотропией является предметом дальнейших исследований.

Увеличение намагниченности насыщения ЭПФГ сопровождается снижением энергетической эффективности перестройки ДС в поле рассеяния существующего в магнитном материале распределения остаточной намагниченности.

В случаях, когда для контактного копирования используется слабоанизотропная МП или когда визуализация сформированного в процессе копирования распределения намагниченности в МП производится с использованием призмы [21] имеет место ориентация волнового вектора света \vec{k} под углом к вектору намагниченности \vec{M}_S МП. В этом случае, наряду с продольным магнитооптическим эффектом Фарадея будет иметь место и поперечный магнитооптический эффект – эффект Коттона-Мутона (см. рис.1.1, б). Как отмечалось ранее, в зависимости от его величины и взаимной ориентации \vec{k} и \vec{M}_S возможны изменения поляризации светового пучка на выходе из среды (появление эллиптичности) и связанное с этим изменение контраста при визуальном наблюдении распределения намагниченности в МП или эффективности магнитооптической дифракции при использовании сформированной в результате копирования ДС в качестве магнитооптической дифракционной решетки. Последнее будет рассмотрено в следующем разделе настоящей работы.

Часть 2.

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК В ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ.

Среди проблем физики магнитных явлений особое место занимают исследования поведения доменной структуры магнитоупорядоченных сред в пространственно неоднородных внешних магнитных полях, а также в изменяющихся во времени магнитных полях. Такие исследования имеют также важное прикладное значение в связи с широким использованием в настоящее время магнитных материалов для решения различных технических и технологических задач, в частности – для описанного в предыдущем разделе магнитооптического копирования распределения остаточной намагниченности, предполагающего перестройку собственно ДС во внешнем магнитных полях сложной пространственной структуры. Гранатовые эпитаксиальные пленки представляют собой уникальный модельный объект для исследований в указанном направлении, т.к. они имеют высокую магнитооптическую добротность, высокую подвижность ДС и хорошую чувствительность к внешним полям, что существенно облегчает проведение экспериментальных исследований. Кроме того, электрические, магнитные и оптические свойства гранатовых структур в настоящее время хорошо исследованы.

Изучению типов и характеристик ДС магнитных гранатов посвящено большое количество экспериментальных и теоретических исследований, основные результаты которых изложены, например, в работах [22,23]. Широко исследовалось также поведение ДС во внешних магнитных полях различной пространственной структуры, а также в изменяющихся во времени (см, например [24,25]).

В размагниченном магнитном кристалле магнитные моменты в доменах отличны от нуля, но имеют различные направления, так что средний момент образца равен нулю. Наиболее распространенными типами ДС в гранатовых эпитаксиальных пленках являются полосовая и лабиринтная, а также переходные, промежуточные состояния между двумя этими основными типами. Намагниченность в доменах ориентирована, как правило, вблизи нормали к пленке, что связано с технологическими особенностями выращивания пленок. Однако подбором составов или с помощью специальных технологических приемов (травления поверхности, отжига, ионной имплантации и т.п.) можно добиться наклонной или плоскостной ориентации намагниченности [19].

Лабиринтная ДС наблюдается в пленках и пластинах одноосных кристаллов, выращенных или вырезанных в плоскости, перпендикулярной оси легкого намагничивания. Полосовая ДС (рис.2.1, а) наблюдается, если угол между осью легкого намагничивания и нормалью к плоскости пластины превышает 10° [26], а

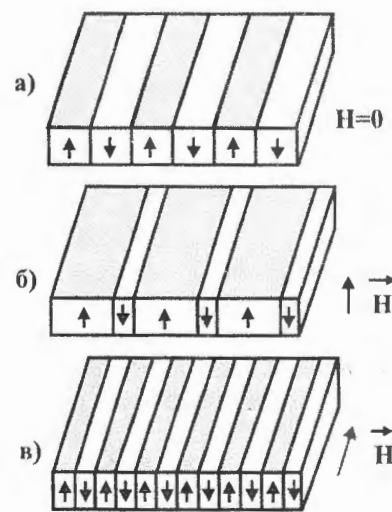


Рис.2.1.

Перестройка полосовой ДС ЭПФГ в однородном внешнем магнитном поле: а) исходная ДС; б) изменение симметрии ДС в перпендикулярном поле; в) изменение периода ДС в плоскостном поле

существует при выполнении условия $K_u > 2\pi M_s^2$ [27], где K_u – константа одноосной анизотропии с осью, перпендикулярной плоскости пленки. При этом доменные границы являются плоскими и параллельными, а вектор намагниченности ориентирован перпендикулярно плоскости пленки. Наиболее полно статические свойства плоскопараллельной полосовой ДС в пленках одноосных ферромагнетиков исследованы в работе [28], где на основе последовательного учета магнитостатической энергии проведен расчет равновесного периода ДС.

Однако, в реальных магнитных материалах в определенных условиях, как показано авторами [23,29,30], под воздействием магнитостатических полей поверхностных магнитных “зарядов” плоская доменная граница (ДГ) теряет устойчивость относительно синусоидальных возмущений ее поверхности, однородных вдоль направления оси легкого намагничивания (нормали к поверхности пленки). При этом плоская ДГ может существовать лишь при наличии градиентного магнитного поля $H = \beta_0 x$, перпендикулярного плоскости пленки [29].

также в многоосных кристаллах (например – гранатах) с ориентацией в плоскости (001).

При наложении малого магнитного поля параллельно направлению намагниченности в доменах происходит расширение энергетически выгодных доменов (с направлениями магнитных моментов по полю) за счет невыгодных (с направлениями моментов противоположно полю) при почти неизменном периоде ДС. Такие изменения ДС, называемые изменением симметрии, схематически изображены на рис.2.1, б.

Внешнее магнитное поле, приложенное в плоскости образца, приводит к изменению периода полосовой ДС (рис.2.1, в). При этом домены с противоположными направлениями намагниченности остаются практически одинаковыми по ширине. При повороте направления внешнего поля в плоскости образца наблюдается поворот полосовой ДС на угол, определяемый параметрами поля и кристалла [26].

Следует отметить, что условия существования полосовой ДС в пластинах и тонких эпитаксиальных пленках несколько отличаются. В тонкой пленке полосовая ДС существует при выполнении условия $K_u > 2\pi M_s^2$ [27], где K_u – константа одноосной анизотропии с осью, перпендикулярной плоскости пленки. При этом доменные границы являются плоскими и параллельными, а вектор намагниченности ориентирован перпендикулярно плоскости пленки. Наиболее полно статические свойства плоскопараллельной полосовой ДС в пленках одноосных ферромагнетиков исследованы в работе [28], где на основе последовательного учета магнитостатической энергии проведен расчет равновесного периода ДС.

Однако, в реальных магнитных материалах в определенных условиях, как показано авторами [23,29,30], под воздействием магнитостатических полей поверхностных магнитных “зарядов” плоская доменная граница (ДГ) теряет устойчивость относительно синусоидальных возмущений ее поверхности, однородных вдоль направления оси легкого намагничивания (нормали к поверхности пленки). При этом плоская ДГ может существовать лишь при наличии градиентного магнитного поля $H = \beta_0 x$, перпендикулярного плоскости пленки [29].

Расчет магнитной энергии показывает, что синусоидальное возмущение плоской ДГ становится энергетически выгодным при уменьшении параметра β_0 при некотором критическом значении β_c . Длина волны λ_c синусоидального возмущения ДГ определяется исключительно магнитными параметрами материала. При $\beta < \beta_c$ амплитуда синусоидального возмущения зависит от β_0 и параметров образца. При наличии такого синусоидального возмущения формы ДГ ее симметрия и период остаются неизменными.

Конфигурация плоскопараллельной полосовой ДС может оставаться стабильной во всем образце, за исключением краевых областей, при отсутствии градиентного поля, если расстояние между соседними ДГ меньше некоторой критической величины [31]. Изгибному возмущению ДГ противодействует увеличение поверхностной энергии ДГ, которое не зависит от расстояния между ДГ и является преобладающим при малых расстояниях [31]. Плоскопараллельная полосовая ДС в магнитных пленках может быть стабилизирована технологическими методами [32,33] посредством создания магнитных неоднородностей определенной формы (например, вытравливания канавок на поверхности), специальным образом ориентированных относительно кристаллографических направлений.

Как уже отмечалось, однородное поле вызывает изменение периода и/или симметрии ДС, а градиентное поле способствует стабилизации плоскопараллельной ДС. Особый интерес представляет исследование поведения плоскопараллельной полосовой ДС в периодически изменяющемся в пространстве магнитном поле, период пространственных неоднородностей которого сравним с периодом собственной ДС пленки, а напряженность не превышает поля коллапса собственной ДС. До недавнего времени для создания такого поля использовалась система равноудаленных друг от друга проводников с разнонаправленными токами, сформированная на поверхности пленки [31].

Авторами [31] исследовано поведение плоскопараллельной полосовой ДС в периодически изменяющемся в пространстве внешнем магнитном поле. Образец ориентировался таким образом, чтобы плоские ДГ были перпендикулярны сформированной на поверхности образца решетке проводников. При пропускании через проводники разнонаправленных токов плоские ДГ претерпевают синусоидальные искривления, амплитуда которых, как было установлено экспериментально, линейно зависит от напряженности прикладываемого поля при его малых величинах. Сформированная таким образом ДС отличается от ДС с синусоидальным искажением формы ДГ тем, что в ней не сохраняется постоянной ширина доменов с различными направлениями намагниченности, а происходит ее пространственная модуляция при неизменном периоде ДС.

Для такой системы может быть записано уравнение энергетического баланса. Для этого нужно приравнять работу W_a , выполняемую внешним полем над ДГ,

изменению полной энергии образца, связанному с синусоидальным возмущением формы ДГ. Изменение полной энергии образца складывается из изменения энергии ДГ ΔW_σ , связанного с изменением ее площади, и из изменения магнитостатической энергии ΔW_m :

$$W_a = \frac{\Delta W_\sigma}{S_{\text{обр}}} + \frac{\Delta W_m}{S_{\text{обр}}} \quad (2.1)$$

где $S_{\text{обр}}$ – площадь образца исследуемой магнитной пленки, а W_a , $\Delta W_\sigma/S_{\text{обр}}$ и $\Delta W_m/S_{\text{обр}}$ определяются следующими соотношениями:

$$W_a = \frac{2iM_s a}{S_{\text{обр}}} \exp\left(-\frac{2\pi r'}{\Lambda}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi h}{\Lambda}\right)\right] \quad (2.2)$$

$$\frac{\Delta W_\sigma}{S_{\text{обр}}} = \frac{\sigma_\omega h \pi^2 a^2}{p \Lambda^2} \quad (2.3)$$

$$\frac{\Delta W_m}{S_{\text{обр}}} = \frac{M_s^2 a^2}{p} \left\{ \frac{2\Lambda}{p} \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi h}{\Lambda}\right)\right] + \right.$$

$$\left. \frac{8\pi}{p} \sum_{n=2,4,6}^{\infty} \frac{1 - \exp\{-(n\pi/p)^2 + (2\pi/\Lambda)^2\}^{1/2} h\}}{[(n\pi/p)^2 + (2\pi/\Lambda)^2]^{1/2}} \right. \quad (2.4)$$

$$\left. - 8 \sum_{n=1,3,5}^{\infty} \frac{1 - \exp(-n\pi h/p)}{n} \right\}$$

где σ_ω – плотность энергии ДГ, h – толщина пленки, a и Λ – амплитуда и период синусоидального изгиба ДГ соответственно, p – расстояние между соседними ДГ, i – ток, протекающий по проводникам, r' – расстояние от центра проводника с током до поверхности образца. Пропорциональность амплитуды синусоидального изгиба ДГ напряженности внешнего магнитного поля, следующая из выражений (2.1)-(2.4), была положена в основу способа измерения плотности энергии ДГ σ_ω [31].

Технологически более просто магнитное поле требуемой напряженности и пространственной структуры может быть сформировано с помощью традиционного носителя магнитной записи. Такой метод был использован в работах [34,35]. Образец одноосной гранатовой пленки с высокой магнитооптической добротностью

с собственной ДС помещался в поле рассеяния НМЗ, локальное значение и ориентация которого определяются предварительно сформированным пространственно неоднородным распределением намагниченности в рабочем слое НМЗ. В этом случае также имеет место отклонение локальных участков ДГ собственной ДС относительно равновесного положения, соответствующего отсутствию внешнего поля. В результате в пленке с перпендикулярной одноосной анизотропией происходит модуляция ширины полосовых доменов в соответствии с величиной перпендикулярной к поверхности пленки составляющей внешнего поля [34,35,36].

Таким образом, анализ известных и оригинальных экспериментальных и теоретических результатов свидетельствует об актуальности проблемы поведения магнитных сред во внешних магнитных полях сложной пространственной структуры, о ее важности в фундаментальном и прикладном аспектах. Как будет показано далее, перестройка ДС эпитаксиальных гранатовых пленок широко используется для исследований пространственно неоднородного распределения остаточной намагниченности в различных магнитных средах. Однако, до настоящего времени не проводилось последовательное, системное изучение особенностей перестройки ДС в пространственно периодических магнитных полях, а также в полях более сложной пространственной структуры. Результаты таких исследований будут описаны в последующих разделах настоящей главы.

2.2. ДС гранатовой пленки в пространственно периодическом внешнем магнитном поле.

2.2.1. Методика и результаты эксперимента.

Как отмечалось выше, простейшим способом внешнее пространственно периодическое магнитное поле, период пространственных неоднородностей которого не превышает периода собственной ДС образца эпитаксиальной гранатовой пленки, может быть создано с помощью традиционных носителей магнитной записи. Для этого образец с собственной ДС помещается в поле рассеяния НМЗ \vec{H} , локальное значение и ориентация которого определяются предварительно сформированным пространственно неоднородным распределением остаточной намагниченности в объеме запоминающей среды НМЗ. В общем случае состояние ДС такого образца определяется типом и энергией его кристаллографической магнитной анизотропии, значением \vec{H} , а также взаимной локальной ориентацией \vec{H} и вектора намагниченности \vec{M}_S в доменах, которые могут легко изменяться в широких пределах.

Если в качестве образца рассматривать эпитаксиальную феррит-гранатовую

пленку с перпендикулярной одноосной анизотропией, в которой вектор \vec{M}_S собственной ДС ориентирован нормально поверхности пленки, то состояние ее ДС в поле рассеяния НМЗ с продольным намагничиванием зависит от соотношения между значениями перпендикулярной составляющей H_{\perp} поля рассеяния НМЗ в объеме пленки и поля коллапса H_0 собственной ДС пленки, типа собственной ДС, а также взаимной ориентации плоскости ДГ этой ДС и направления дорожки записи на НМЗ. При $H_{\perp} > H_0$ независимо от типа собственной ДС происходит ее полная перестройка и в объеме пленки формируется вынужденная ДС, конфигурация которой соответствует пространственному распределению H_{\perp} [6].

Рассмотрим поведение собственной ДС пленки в поле рассеяния НМЗ при $H_{\perp} < H_0$. В настоящем разделе будет показана возможность локального измерения параметров НМЗ на основе анализа изменений собственной ДС пленки.

В эксперименте использовалась Вi-содержащая эпитаксиальная пленка феррит-граната состава $(\text{Bi, Tm})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$ с $M_S = 17.9$ Гс и периодом собственной плоскопараллельной ДС в размагниченном состоянии $d_0 = 80$ мкм. Пространственно неоднородное поле в объеме пленки создавалось с помощью полей рассеяния НМЗ, представляющего собой хром-диоксидную магнитную ленту (CrO_2 -МЛ) ORWO-640 с толщиной запоминающей среды (рабочего слоя) $h = 9$ мкм.

Распределение остаточной намагниченности в объеме запоминающей среды НМЗ формировалось по методике термоостаточной записи [37]. Нагрев локального участка запоминающей среды НМЗ осуществлялся оптическим излучением лазера ЛП-79/1, сфокусированным на поверхности ленты в пятно диаметром 5 мкм. В качестве источника переменного магнитного поля при термоостаточной записи

использовалась индукционная головка с широким зазором, которая помещалась со стороны основы НМЗ.

Выбор методики термоостаточной записи в данном случае связан с тем, что она позволяет с помощью обычной магнитной головки с широким зазором сформировать в объеме запоминающей среды НМЗ неоднородности намагниченности, линейные размеры которых (главным образом ширина дорожки записи) соизмеримы с длиной волны оптического излучения и существенно меньше периода собственной плоскопараллельной полосовой ДС используемой пленки. В результате пространствен-

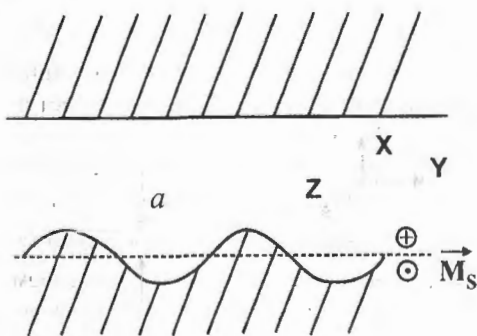


Рис.2.2.

Пространственная модуляция ДГ Вi-ЭПФГ пленки в пространственно неоднородном внешнем магнитном поле рассеяния НМЗ

но неоднородное магнитное поле может быть сформировано в объеме пленки, содержащем лишь одну доменную границу.

Вi-ЭПФГ приводилась в контакт с запоминающей средой НМЗ. Ориентация ДГ собственной плоскопараллельной ДС относительно дорожки записи на НМЗ осуществлялась вращением пленки вокруг нормали к ее поверхности до получения минимального расстояния между соседними максимальными отклонениями локальных участков ДГ. Визуализация собственной плоскопараллельной ДС и измерение величины отклонений локальных участков ее ДГ выполнялись с помощью поляризационного микроскопа.

На рис.2.2 схематически показан результат влияния полей рассеяния пространственно периодического распределения намагниченности в рабочем слое НМЗ на конфигурацию ДГ плоскопараллельной полосовой ДС Вi-ЭПФГ. Локальное положение ДГ и ширина доменов оказываются пространственно промодулированными распределением H_{\perp} в объеме пленки и, как будет показано далее, определяются локальными значениями остаточной намагниченности запоминающей среды НМЗ.

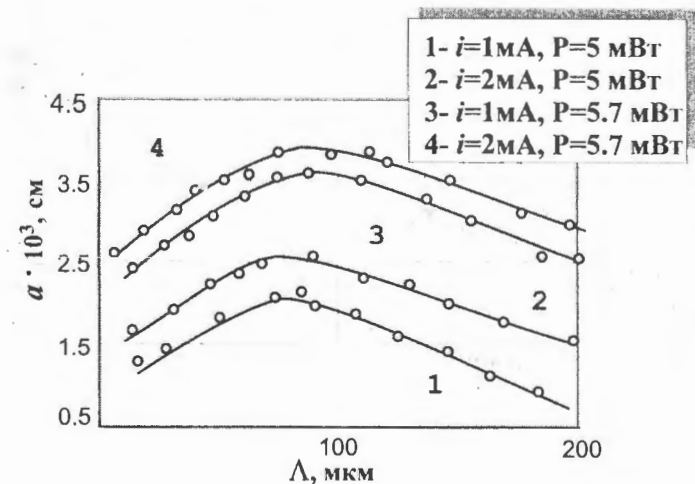


Рис.2.3.

Частотная зависимость амплитуды синусоидального изгиба ДГ Вi-ЭПФГ для различных значений тока и оптической мощности при термоостаточной записи сигнала на CrO_2 -МЛ

На рис.2.3 представлены результаты экспериментального измерения амплитуды модуляции ДГ a от длина волны λ записанного на НМЗ сигнала для различных значений тока в обмотке записывающей магнитной головки i и для

различных значений оптической мощности P . Из рисунка видно, что увеличение тока i и/или оптической мощности P приводит к росту амплитуды синусоидального изгиба ДГ, что связано с увеличением амплитуды распределения остаточной намагниченности в запоминающей среде НМЗ при этих условиях, как будет показано в следующей главе настоящей работы из анализа механизмов термомагнитной записи на CrO_2 -МЛ. Очевидно, что увеличение остаточной намагниченности НМЗ обеспечивает увеличение нормальной компоненты H_{\perp} поля рассеяния. Причины наличия максимумов зависимостей, приведенных на рис.2.3, и их положения будут проанализированы в следующем разделе на основе теоретического описания исследуемого эффекта пространственной модуляции ДГ.

2.2.2. Теоретический анализ поведения полосовой ДС с пространственно неоднородном внешнем магнитном поле.

Теоретический анализ перестройки собственной плоскопараллельной полосовой ДС В₁-ЭПФГ в пространственно периодическом поле рассеяния НМЗ представлен в работах [34,35,36,38]. Предполагается, что распределение остаточной намагниченности НМЗ с продольным намагничиванием описывается

функцией $\vec{M} = M_0 \vec{e}_y \cos ky$, где M_0 – амплитудное значение, $\vec{k} = (2\pi / \Lambda) \vec{e}_y$ – волновой вектор записанного на НМЗ сигнала, y – координата вдоль дорожки магнитной записи (см. рис.2.2). В таком случае в точке пространства $(0, y, z)$ нормальная составляющая H_{\perp} поля рассеяния может быть получена из следующего соотношения [39]:

$$H_{\perp} = -\frac{h}{2} M_0 (1 - \exp[-kh]) \exp[-kr] \sin ky \quad (2.5)$$

где r – толщина воздушного зазора между НМЗ и гранатовой пленкой.

В общем случае произвольных пространственно неоднородного распределения H_{\perp} , типа собственной ДС и ориентации ее ДГ относительно дорожки записи на НМЗ установить однозначное соответствие между локальным смещением ДГ собственной ДС и H_{\perp} достаточно сложно. Предположим, что в пленке существовала или одним из известных способов [29,32,33] сформирована плоскопараллельная полосовая ДС и эта пленка ориентирована таким образом, что плоскость ДГ параллельна направлению дорожки записи на НМЗ (см. п.2.2.1).

Равновесная устойчивая конфигурация ДГ гранатовой пленки во внешнем магнитном поле, описываемом соотношением (2.5), соответствует минимуму свободной энергии:

$$W = h \int dy \left\{ \frac{\sigma_w}{2} \left(\frac{du(y)}{dy} \right)^2 - 2M_S H_{\perp} u(y) \right\} \quad (2.6)$$

где $u(y)$ – смещение произвольного локального участка ДГ в плоскости ХОУ вдоль оси У относительно равновесного положения $u=0$. Первое слагаемое в функционале (2.6) описывает изменение энергии ДГ, связанное с изменением ее площади при деформации, а второе – энергию во внешнем магнитном поле H_{\perp} . Минимум (2.6) достигается при условии $\delta W / \delta u = 0$, из которого было получено уравнение, описывающее смещение $u(y)$ локальных участков ДГ относительно исходного состояния при $H_{\perp} = 0$:

$$\sigma \frac{d^2 u}{dy^2} + 2H_{\perp} M_S = 0 \quad (2.7)$$

Решение этого уравнения может быть найдено в виде $u(y) = a \sin ky$, где a – амплитуда изгиба ДГ. С учетом конкретного вида H_{\perp} в соответствии с (2.5) было получено следующее выражение:

$$|a| = \frac{h M_S M_0 (1 - \exp[-kh]) \exp[-kr]}{\sigma k} \quad (2.8)$$

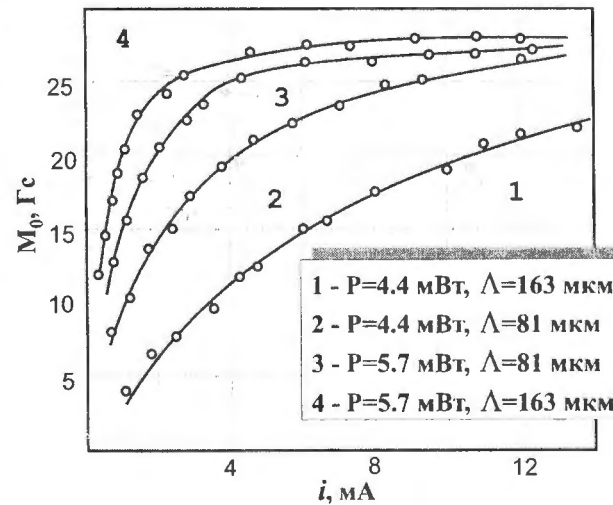


Рис.2.4.

Экспериментальная зависимость термоостаточной намагниченности рабочего слоя НМЗ от тока в обмотке магнитной головки записи для различных величин оптической мощности и периодов записанного сигнала

Таким образом, из выражения (2.8) следует пропорциональность амплитуды синусоидального изгиба ДГ a величине остаточной намагниченности запоминающей среды НМЗ M_0 . Это обстоятельство открывает возможность локального измерения напряженности и исследования пространственной структуры поля рассеяния магнитной синхронизации, а также пространственного распределения остаточной намагниченности в ее рабочем слое по результатам измерений отклонений локальных участ-

ков ДГ собственной плоскопараллельной полосовой ДС. Такие измерения были произведены в режиме термоостаточной записи на CrO₂ магнитной ленте для различных величин тока в обмотке магнитной головки записи и для различных величин плотности энергии оптического излучения. Результаты представлены на рис.2.4 и рис.2.5 соответственно.

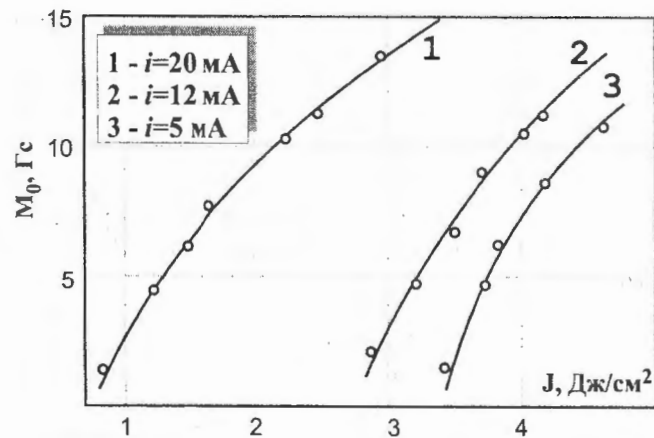


Рис.2.5.

Экспериментальная зависимость термоостаточной намагниченности рабочего слоя НМЗ от плотности энергии оптического излучения во время записи для различных величин тока в обмотке головки записи ($\Lambda = 81 \text{ мкм}$)

Приведенные на рис.2.4 и рис.2.5 графики отражают возможность выбора различных режимов осуществления термоостаточной записи на хром-диоксидном носителе. Возрастающие участки этих кривых соответствуют диапазону значений остаточной намагниченности НМЗ, в пределах которого намагниченность может быть определена из анализа пространственной модуляции ДГ используемой Vi-ЭПФГ. Горизонтальные участки графиков соответствуют ситуации $H_{\perp} > H_{\parallel}$. При этом происходит коллапс собственной ДС и наблюдается ее полная перестройка.

В рамках предложенной в настоящем разделе теоретической модели пространственной модуляции ДГ в пространственно периодическом поле рассеяния НМЗ можно объяснить наличие максимума экспериментальных спектральных зависимостей амплитуды изгиба ДГ, представленных на рис.2.3. Возрастающий участок этих зависимостей при $\Lambda < \Lambda_{\text{max}}$ определяется зависимостью (2.8), а также более быстрым затуханием полей рассеяния с удалением от поверхности НМЗ на высоких частотах (коротковолновой предел копирования [40]). Спадающий участок кривых при $\Lambda > \Lambda_{\text{max}}$ соответствует частотной характеристике используемой магнитной головки, а также связан с уменьшением напряженности поля рассеяния при низких частотах (длинноволновой предел копирования [40]). Отмеченные конкурирующие факторы определяют положение Λ_{max} .

С помощью образцов ЭПФГ с большими значениями намагниченности насыщения M_s были измерены локальные значения остаточной намагниченности в режиме насыщения различных типов магнитных лент (ORWO-640, TP-18 chromdioxid). В пределах ошибки эксперимента полученные числовые значения совпадают с табличными для данных типов лент.

Анализ пространственной модуляции ширины доменов Vi-ЭПФГ был использован для определения чувствительности термоостаточной записи информации на хром-диоксидном магнитном носителе. Установлено, что чувствительность зависит от величины внешнего магнитного поля (тока в обмотке магнитной головки записи) и составляет примерно 10^{-1} Дж/см^2 , что согласуется с известными ранее результатами [41].

Рассмотрим возможность исследования с помощью пространственной модуляции ДГ распределения остаточной намагниченности в магнитной среде, например в рабочем слое НМЗ, которое описывается не гармонической, а произвольной функцией $M_r f(y)$. Такое распределение может быть восстановлено с помощью следующего соотношения:

$$f(y) = \frac{a_0}{2} + \sum_{i=0}^n \left[a_i \cos\left(2\pi \frac{iy}{L}\right) + b_i \sin\left(2\pi \frac{iy}{L}\right) \right] \quad (2.9)$$

где коэффициенты Фурье в представлении магнитооптически регистрируемой на промежутке L в точках $y_j (j=0, 1, N-1)$ функции $u(y)$ определяются следующими соотношениями:

$$a_i = \frac{2\pi i \sigma B_i}{h M_s M_0}, \quad b_i = -\frac{2\pi i \sigma A_i}{h M_s M_0} \quad (2.10)$$

$$A_i = \frac{2}{N} \sum_{j=0}^{N-1} u(y_j) \cos\left(2\pi \frac{ij}{N}\right), \quad B_i = \frac{2}{N} \sum_{j=0}^{N-1} u(y_j) \sin\left(2\pi \frac{ij}{N}\right)$$

Таким образом, исследованное явление пространственной модуляции ДГ или ширины доменов плоскопараллельной полосовой ДС магнитооптической пленки с высокой магнитооптической добротностью может быть использовано для исследования пространственно неоднородных магнитных полей и распределений остаточной намагниченности магнитных сред [42]. При этом возможности исследований и измерений не ограничиваются лишь пространственно периодическими полями или пространственно периодическими распределениями намагниченности. Расчеты с использованием выражений (2.9)-(2.10) открывают возможности исследования более сложных одномерных магнитных объектов.

Кроме того, использованная в данном случае в качестве объекта для исследований хром-диоксидная магнитная лента является лишь удобным примером для демонстрации возможностей самого метода, который может применяться при изучении магнитного состояния, полей рассеяния, процессов перемагничивания и т.п. в разнообразных магнитных средах. Как следует из результатов проведенных исследований, единственным ограничением является выполнение условия $H_{\perp} < H_0$, т.е. поле рассеяния не должно превышать поле коллапса собственной плоскопараллельной полосовой ДС используемой магнитооптической пленки. Важное значение имеет также характер магнитной анизотропии используемой магнитооптической пленки. Следует отметить, что описанный выше метод анализа и измерений применим для ЭПФГ с осью анизотропии, нормальной поверхности пленки.

Рассмотренное явление модуляции локального положения ДГ может быть положено в основу магнитооптического способа воспроизведения магнитной записи. Такой способ имеет более высокую чувствительность и является предпочтительным при воспроизведении узкодорожечных сигналов по сравнению со способом [6], основанным на магнитооптической регистрации вынужденной ДС пленки при $H_{\perp} > H_0$. Очевидно, что для практического использования такого метода воспроизведения магнитной записи или измерения параметров распределения намагниченности необходим специальный подбор магнитооптических пленок и оптимизация их свойств с учетом таких параметров, как величина фарадеевского вращения, оптического поглощения, намагниченности насыщения, коэрцитивности, магнитной анизотропии, периода ДС и т.п. [43].

Совпадение полученных числовых значений максимальной остаточности использованных типов магнитных лент и чувствительности термоостаточной записи с известными значениями свидетельствуют о возможности использования явления пространственной модуляции ДГ магнитооптических пленок в пространственно неоднородном внешнем магнитном поле для исследования параметров носителей магнитной записи и магнитооптических носителей и режимов осуществления записи.

2.2.3. Определение плотности энергии магнитооптических материалов.

Плотность энергии доменной границы магнитных материалов является одним из наиболее сложно измеряемых параметров. С другой стороны, она зависит от таких фундаментальных величин, как энергия обменного взаимодействия и магнитная анизотропия, поэтому является весьма информативной величиной. Как было показано в п.2.1, плотность энергии ДГ $\sigma_{\text{дг}}$ в магнитооптическом материале может быть измерена на основе анализа конфигурации ДГ в пространственно неоднородном внешнем магнитном поле. Авторам [31] для формирования такого поля использовалась система параллельных равноудаленных друг от друга

проводников с разнонаправленными токами. Образец помещался в создаваемое проводниками поле таким образом, чтобы плоскость ДГ плоскопараллельной полосовой ДС исходного состояния магнетика была ориентирована перпендикулярно проводникам. При этом наблюдались отклонения локальных участков ДГ от исходного состояния, форма которых была близка к синусоидальной. Плотность энергии ДГ рассчитывалась по результатам измерений таких отклонений с использованием уравнения энергетического баланса (2.1) с соответствующими энергетическими вкладами (2.2)-(2.4).

Точность определения $\sigma_{\text{дг}}$ в этом случае ограничивалась погрешностями измерений параметров, входящих в (2.2)-(2.4). Необходимость измерения большого числа этих параметров, а также невысокая точность определения изменений энергии размагничивания (2.4) по измеренным значениям ρ расстояния между соседними ДГ ограничивают возможности рассмотренного способа. Кроме того, расстояние между соседними ДГ не может быть произвольным. Оно ограничено некоторым диапазоном значений, который изменяется в зависимости от параметров образца. При малых величинах ρ (порядка единиц микрон) создание системы проводников соответствующих размеров является достаточно сложной технологической задачей.

В работах [44,45,46] предложено для определения плотности энергии ДГ формировать пространственно неоднородное внешнее магнитное поле с помощью традиционного НМЗ с существующим в объеме его рабочего слоя пространственным распределением намагниченности \vec{M} . Такой способ формирования внешнего поля позволяет в широких пределах варьировать его пространственный период и напряженность, открывает возможность оптимизации условий измерения $\sigma_{\text{дг}}$.

Как показано в предыдущем разделе, в случае, когда нормальная составляющая поля рассеяния НМЗ H_{\perp} не превышает поля коллапса собственной ДС H_0 , ДГ плоскопараллельной полосовой ДС претерпевают синусоидальные возмущения формы при соответствующей взаимной ориентации ДГ и дорожки записи на НМЗ (см. п.2.2.2), амплитуда которых описывается соотношением (2.8). Выражение (2.8) было получено из минимизации функционала свободной энергии пленки, в котором учитывались изменения энергии ДГ $\Delta W_{\text{дг}}$ и энергии во внешнем магнитном поле $\Delta W_{\text{вн}}$. Изменение энергии размагничивания $\Delta W_{\text{м}}$ при расчетах во внимание не принималось. Следует отметить, что при синусоидальном возмущении формы ДГ соотношение между $\Delta W_{\text{дг}}$, $\Delta W_{\text{вн}}$ и $\Delta W_{\text{м}}$ не остается постоянным при изменении периода Λ записанного на НМЗ сигнала, т.е. пространственного периода внешнего магнитного поля. На рис.2.6 (кривая 1) приведена рассчитанная зависимость изменения энергии размагничивания $\Delta W_{\text{м}}/S_{\text{дг}}$ от пространственного периода внешнего магнитного поля Λ . Расчеты произведены для образца Bi-ЭПФГ толщиной $h=6$ мкм, с расстоянием между соседними ДГ $\rho=12.2$ мкм и намагниченностью насыщения $M_s=23.4$ Гс. Из рисунка видно, что при $\Lambda=\Lambda_0$

выполняется условие $\Delta W_m/S_{обр} = 0$. Поэтому при выборе $\Lambda = \Lambda_0$ можно исключить погрешности измерения σ_0 , связанные с измерениями расстояний между соседними ДГ и расчетом ΔW_m . В этом случае уравнение, описывающее отклонения локальных участков ДГ от положения равновесия $u(y)$ имеет форму (2.7), а амплитуда синусоидального возмущения формы ДГ описывается соотношением (2.8).

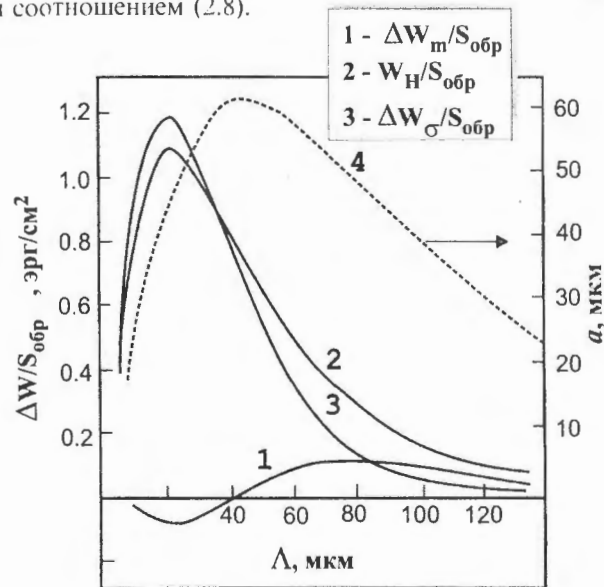


Рис.2.6.

Расчетные зависимости нормированных изменений энергии намагничивания (1), энергии во внешнем поле (2), энергии ДГ (3) и амплитуды синусоидального возмущения формы ДГ Ви-ЭПФГ (4) от пространственного периода внешнего магнитного поля

На рис.2.6 также приведены рассчитанные зависимости энергии во внешнем поле $\Delta W_n/S_{обр}$ (кривая 2), энергии ДГ $\Delta W_\sigma/S_{обр}$ (кривая 3) и амплитуды изгиба ДГ a от пространственного периода внешнего поля Λ (кривая 4) при условии $M_0 = \text{const}$. Аналогичные расчеты были выполнены для нескольких образцов эпитаксиальных гранатовых пленок. Результаты свидетельствуют о том, что максимум зависимости $a(\Lambda)$ находится вблизи Λ_0 . Это обеспечивает возможности экспериментального определения Λ_0 и достижения достаточно высокой точности измерения a при выполнении условия $\Delta W_m/S_{обр} = 0$.

На рис.2.7 приведены рассчитанные зависимости амплитуды изгиба ДГ от амплитуды распределения остаточной намагниченности в рабочем слое НМЗ $a(M_0)$

для случаев $\Lambda = \Lambda_0$ (кривая 1), $\Lambda = \Lambda_{\text{max}}$ (кривая 2) и $\Lambda = \Lambda_{\text{min}}$ (кривая 3), когда зависимость $\Delta W_m/S_{обр}$ (кривая 1 на рис.2.6) имеет максимум и минимум соответственно. Рост a с увеличением M_0 открывает дополнительную возможность оптимизации условий измерения σ_0 путем выбора значения амплитуды изгиба ДГ a , удовлетворяющего условию $\lambda_0 \ll a < r$, где λ_0 – разрешающая способность оптической схемы, с помощью которой производятся наблюдения ДС и измерения a . Такой выбор осуществляется посредством изменения уровня записанного на НМЗ сигнала.

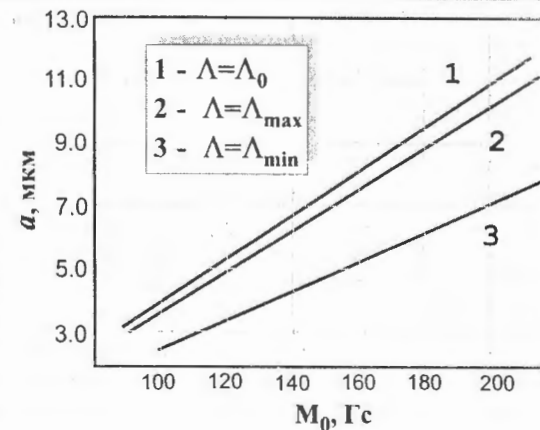


Рис.2.7.

Расчетные зависимости амплитуды синусоидального возмущения формы ДГ от уровня остаточной намагниченности НМЗ для различных пространственных периодов

Экспериментально были исследованы 3 образца Ви-ЭПФГ, которые приводились в контакт с рабочим слоем НМЗ. Освещение производилось линейно поляризованным светом через пленку, т.е. наблюдение изменений собственной ДС производилось при двойном прохождении света через пленку. Наблюдения и измерения осуществлялись с помощью поляризационного микроскопа. В качестве НМЗ использовалась магнитная лента TP-18 chromdioxid с толщиной запоминающей среды $h = 9$ мкм, на которой записывался сигнал с оптимальными значениями Λ_0 и M_0 для каждого из исследуемых образцов. Намагниченность насыщения Ви-ЭПФГ определялась с использованием методики, описанной в работе [47]. Контакт между исследуемой магнитооптической пленкой и НМЗ предполагался абсолютно плотным ($r=0$), что вполне допустимо для используемых значений Λ_0 , составляющих десятки микрон [6].

Состав образца	M_S , Гс	d , мкм	Λ_0 , мкм	σ_0 , эрг/см ²
$(Y, Bi, Tm)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$	23.4	24.3	39	2.62
$(Y, Bi, Tm)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$	12.0	20.1	32	1.35
$(Bi, Tm)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$	17.9	80.0	157	1.15

Таким образом, использование поля рассеяния НМЗ в качестве пространственно неоднородного внешнего магнитного поля при определении плотности энергии ДГ магнитооптических материалов позволяет легко оптимизировать измерения σ_0 для различных образцов. Подобная оптимизация

исключает необходимость экспериментального измерения большого числа параметров, в частности – периода плоскопараллельной полосовой ДС, упрощает расчеты и в конечном итоге позволяет повысить точность определения плотности энергии ДГ [46].

2.3. ДС эпитаксиальной гранатовой пленки во внешнем магнитном поле с двумерной периодичностью.

Таким образом, как было показано в п.2.2, результаты анализа модуляции ширины доменов плоскопараллельной полосовой ДС ЭПФГ в пространственно периодическом внешнем магнитном поле, помимо того, что представляют самостоятельный интерес в плане фундаментальных исследований, могут быть использованы для измерения параметров магнитных сред (магнитных сигналограмм), а также для измерения параметров самих магнитооптических пленок. Далее будет показана также возможность использования исследуемого явления для воспроизведения узкодорожечных магнитных сигналограмм. Во всех этих перечисленных случаях практического использования явления модуляции ширины доменов точность измерений и достоверность воспроизведения определяются, в основном, стабильностью и характеристиками исходной плоскопараллельной полосовой ДС. Она может существовать в ЭПФГ в исходном состоянии, а может быть сформирована искусственными методами (см.п.2.1), например путем вытравливания на поверхности пленки канавок соответствующего профиля [33]. Кроме того, плоскопараллельная полосовая ДС может быть индуцирована в ЭПФГ с помощью дополнительного НМЗ, в котором сформировано гармоническое распределение намагниченности, а нормальная к поверхности ЭПФГ составляющая поля рассеяния превышает величину поля коллапса ДС ЭПФГ. Такая возможность рассмотрена и исследована в работах [48,49].

Подбором соответствующего уровня остаточности НМЗ, с помощью которого формируется плоскопараллельная полосовая ДС (назовем его “несущим”), и пространственного периода $\Lambda_{||}$ можно создать такую ситуацию, когда при контакте с ЭПФГ несущий НМЗ индуцирует в пленке стабильную плоскопараллельную полосовую ДС. Еще один НМЗ (“сигнальный”) помещается между ЭПФГ и “несущим” НМЗ (рис.2.8). В случае, когда нормальная к поверхности ЭПФГ составляющая поля рассеяния “сигнального” НМЗ не превышает поля коллапса плоскопараллельной полосовой ДС, индуцированной “несущим” НМЗ, наблюдается модуляция ширины доменов индуцированной ДС в соответствии со структурой поля рассеяния “сигнального” НМЗ. При этом собственная ДС ЭПФГ оказывается помещенной в пространственно неоднородное магнитное поле с двумерной периодичностью. Представляет интерес более подробный анализ такой ситуации.

Экспериментальные исследования проводились на образце Bi -ЭПФГ состава $(Y, Bi, Tm)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$, выращенной на подложке из галлий-гадолиниевого граната

в плоскости (111). Толщина пленки h составляла 12 мкм. Наличие ростовой одноосной магнитной анизотропии с осью, нормальной поверхности пленки, определяло соответствующую нормальную ориентацию намагниченности внутри доменов. Последнее обстоятельство позволяло использовать эффект Фарадея для визуализации ДС при двойном прохождении света через ЭПФГ в результате отражения от поверхности “сигнального” НМЗ (см. рис.2.8).

Использованная Bi -ЭПФГ имела период собственной ДС в размагниченном состоянии $d=60$ мкм и намагниченность насыщения $4\pi M_s=17.9$ Гс. В качестве “сигнального” и “несущего” НМЗ использовалась хром-диоксидная магнитная лента ORWO-640 с толщиной рабочего слоя $h'=9$ мкм и толщиной основы $h''=18$ мкм. Эта лента традиционно используется для магнитной видеозаписи. Амплитуда гармонического распределения остаточной намагниченности в рабочем слое “несущего” НМЗ предполагалась равной намаг-

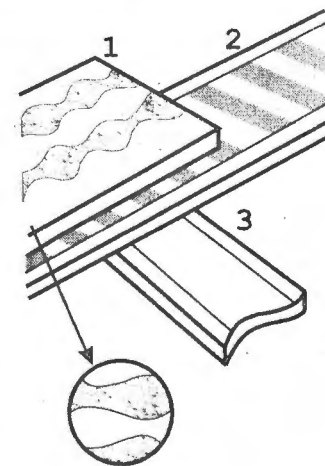


Рис.2.8.

Взаимное расположение Bi -ЭПФГ (1), сигнального НМЗ (2) и несущего НМЗ (3)

ниченности насыщения $\tilde{M}_0=1560$ Гс. Амплитуда гармонического распределения остаточной намагниченности в рабочем слое “сигнального” НМЗ изменялась в пределах $M_0=39 \div 780$ Гс от одного измерения к другому посредством соответствующего выбора величины тока в обмотке магнитной головки в процессе записи. Запись гармонических сигналов на “несущем” и “сигнальном” НМЗ производилась на высокоточном профессиональном оборудовании для магнитной записи. Пространственный период гармонического распределения намагниченности в “несущем” и “сигнальном” НМЗ изменялся в пределах $10 \div 100$ мкм.

Распределение остаточной намагниченности в магнитных слоях “несущего” и “сигнального” НМЗ соответственно может быть описано следующими гармоническими функциями:

$$\begin{aligned} \tilde{M} &= \tilde{M}_0 \cos(2\pi y / \Lambda_{||}) \\ M &= M_0 \cos(2\pi x / \Lambda_c) \end{aligned} \quad (2.11)$$

где \tilde{M}_0 и M_0 – амплитуды распределений остаточной намагниченности в “несущем” и “сигнальном” НМЗ соответственно, $\Lambda_{||}$ и Λ_c – их пространственные периоды, y и x – координаты вдоль дорожек записи.

При указанных выше величинах остаточной намагниченности "несущего" и "сигнального" НМЗ и для их взаимной ориентации, показанной на рис.2.8, стабильная плоскопараллельная полосовая ДС наблюдалась в ЭПФГ в результате воздействия поля рассеяния "несущего" НМЗ. Период этой вынужденной ДС соответствовал периоду распределения остаточной намагниченности в рабочем слое "несущего" НМЗ. В результате воздействия на эту вынужденную ДС поля рассеяния "сигнального" НМЗ происходила пространственная модуляция ширины полосовых доменов. Период пространственной модуляции коррелировал с пространственным периодом распределения остаточной намагниченности в рабочем слое "сигнального" НМЗ. Наблюдения ДС Вi-ЭПФГ и измерения ее геометрических параметров осуществлялись с помощью поляризационного микроскопа. В процессе экспериментальных исследований сколько-нибудь заметные изменения уровней остаточной намагниченности "несущего" и "сигнального" НМЗ обнаружены не были.

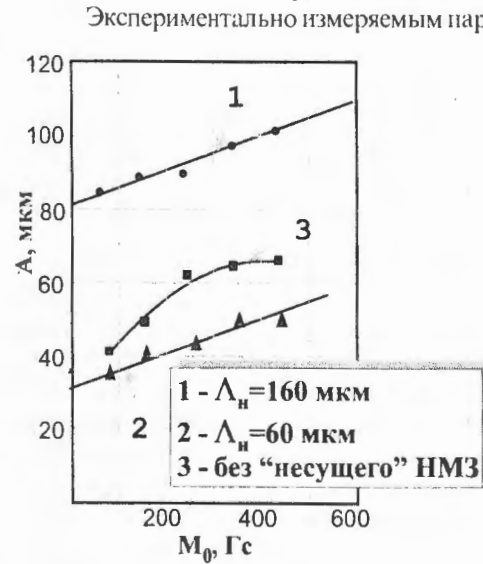


Рис.2.9.

Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошные линии) зависимости амплитуды изгиба ДГ от амплитуды остаточной намагниченности "сигнального" НМЗ для различных пространственных периодов сигналов на "несущем" НМЗ

Экспериментально измеряемым параметром была величина амплитуды А изгиба доменной границы плоскопараллельной полосовой ДС. Ее зависимости от амплитуды гармонического распределения остаточной намагниченности в рабочем слое "сигнального" НМЗ M_0 для различных величин Λ_n пространственного периода распределения намагниченности в "несущем" НМЗ показаны точками на рис.2.9. Кривая 3 представляет результаты аналогичных измерений, выполненных без "несущего" НМЗ.

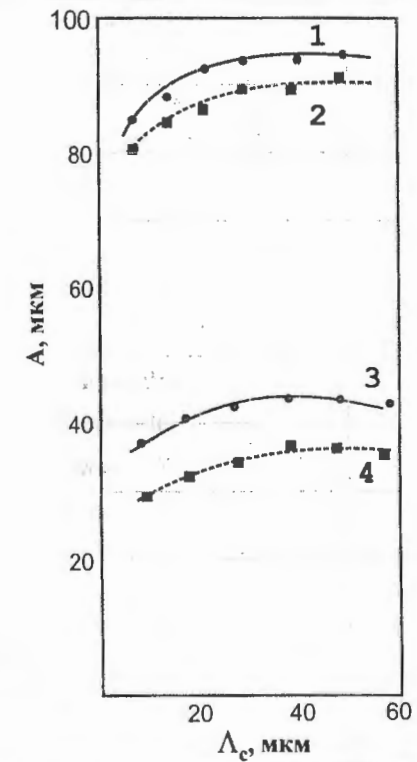
Экспериментальные зависимости амплитуды изгиба ДГ от пространственного периода распределения остаточной намагниченности в рабочем слое "сигнального" НМЗ Λ_c для двух значений амплитуд остаточности "сигнального" M_0 и "несущего" \tilde{M}_0 НМЗ и двух значений Λ_n показаны точками на рис.2.10.

Результаты проведенных экспериментов свидетельствуют о том,

что период плоскопараллельной полосовой ДС, индуцированной в ЭПФГ полями рассеяния "несущего" НМЗ, в общем случае не остается постоянным после прекращения контакта между "несущим" НМЗ и ЭПФГ. Этот период изменяется в некоторых пределах в зависимости от соотношения между периодом d ДС в исходном состоянии, Λ_n и Λ_c , а также от соотношения между уровнями остаточной намагниченности "несущего" и "сигнального" НМЗ. Изменения периода плоскопараллельной полосовой ДС в ЭПФГ, помещенной во внешнее магнитное поле с двумерной периодичностью, удобно характеризовать параметром

$$c = \frac{\tilde{d}}{d} = \frac{(a+b)}{(a_0+b_0)}, \text{ где } \tilde{d} -$$

период вынужденной ДС, а и b – ширина домена в наиболее широкой и наиболее узкой частях соответственно (см. вставку на рис.2.8). Индекс "0" обозначает, что соответствующий геометрический параметр домена измерялся при контакте ЭПФГ только с "несущим" НМЗ, без "сигнального". Очевидно, при наличии абсолютного закрепления ДГ $c=1$, а отклонения периода ДС от периода, индуцированного "несущим" НМЗ, соответствует отклонению параметра c от единицы.



- 1 - $M_0=312$ Гс, $\Lambda_n=160$ мкм, $\tilde{M}_0=1250$ Гс
- 2 - $M_0=220$ Гс, $\Lambda_n=160$ мкм, $\tilde{M}_0=1250$ Гс
- 3 - $M_0=312$ Гс, $\Lambda_n=60$ мкм, $\tilde{M}_0=1560$ Гс
- 4 - $M_0=312$ Гс, $\Lambda_n=60$ мкм, $\tilde{M}_0=1560$ Гс

Рис.2.10.

Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошные линии) зависимости амплитуды изгиба ДГ от пространственного периода распределения намагниченности на "сигнальном" НМЗ для его различных амплитуд, различных длин волн и амплитуд сигнала на "несущем" НМЗ

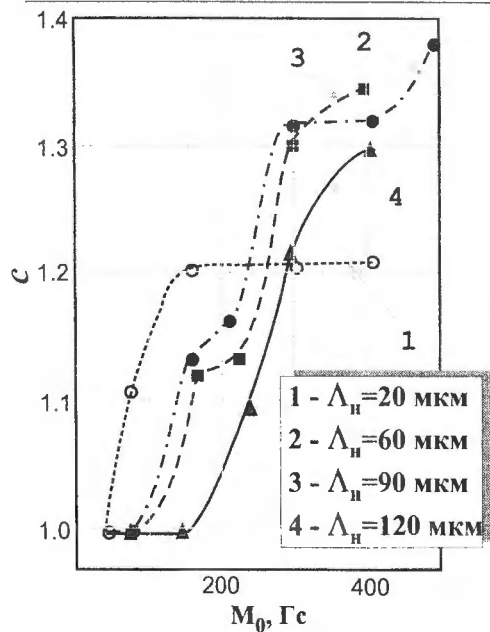


Рис.2.11.

Экспериментальные зависимости параметра c от амплитуды остаточной намагниченности "сигнального" НМЗ для различных пространственных периодов распределения остаточности в "несущем" НМЗ

НМЗ с нормальной составляющей H_{\perp} может быть записана в следующем виде:

$$W = C \int dy \left\{ \sigma \left[\frac{\partial x_0}{\partial y} \right]^2 - 2M_0 H_{\perp} x_0 - \int dx \left[M_z(x) \tilde{H}_{\perp}(x) \right] \right\} \quad (2.12)$$

где $M_z(x) = M_0 \text{th}[(x-x_0)/l]$, x_0 - координата центра ДГ, x - малое смещение центра ДГ, l - толщина ДГ, C - коэффициент пропорциональности. В (2.12) первое слагаемое описывает изменение энергии ДГ, связанное с изменением ее площади при деформации, второе и третье - изменения энергии, связанные с влиянием полей рассеяния "сигнального" и "несущего" НМЗ соответственно.

Нормальная к поверхности ЭПФГ компонента поля рассеяния "несущего" НМЗ аналогично (2.5) описывается следующим соотношением:

Экспериментальные зависимости $c(M_0)$, $a(M_0)$ и $b(M_0)$ показаны на рис.2.11 и рис.2.12. Измерения проводились на образце ВГ-ЭПФГ того же состава и той же геометрической конфигурации, что и ранее, но с периодом ДС в начальном размагниченном состоянии $d=80$ мкм и намагниченностью насыщения $4\pi M_s=48.5$ Гс.

При теоретическом рассмотрении поведения собственной ДС ЭПФГ во внешнем магнитном поле с двумерной периодичностью может быть использован тот же подход, что и в случае одномерного пространственно периодического поля [34,35,36] (см. п.2.2.2), т.е. метод минимизации функционала свободной энергии ЭПФГ с учетом пространственной структуры внешнего поля. Свободная энергия пленки, помещенной в поле рассеяния "несущего" НМЗ с нормальной к поверхности пленки составляющей \tilde{H}_{\perp} и в поле рассеяния "сигнального"

$$\tilde{H}_{\perp} = -2\pi \tilde{M}_0 \exp[-\tilde{k}r_1] \sin(\tilde{k}x) \{1 - \exp[-\tilde{k}h]\} \quad (2.13)$$

где r_1 - расстояние от поверхности ЭПФГ до рабочего слоя "несущего" НМЗ, $\tilde{k} = 2\pi / \Lambda_{\perp}$. После вычисления внутреннего интеграла выражение (2.12) может быть преобразовано к следующему виду:

$$W = C \int dy \left\{ \sigma \left[\frac{\partial x_0}{\partial y} \right]^2 - 2M_0 H_{\perp} x_0 - C_1 J_1 \tilde{M}_0 \exp[-\tilde{k}r_1] \tilde{k}^2 (x_0 - x_0^m)^2 \right\} \quad (2.14)$$

где $J_1 = \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \text{th} \xi \sin(\tilde{k}l/\xi)$, $\xi = \frac{x-x_0}{l}$, $C_1 = 2\pi(1 - \exp[-\tilde{k}h'])$, x_0^m - смещение центра ДГ, обусловленное полем рассеяния "сигнального" НМЗ, $x_0 = x_0^m + \Delta x_0$.

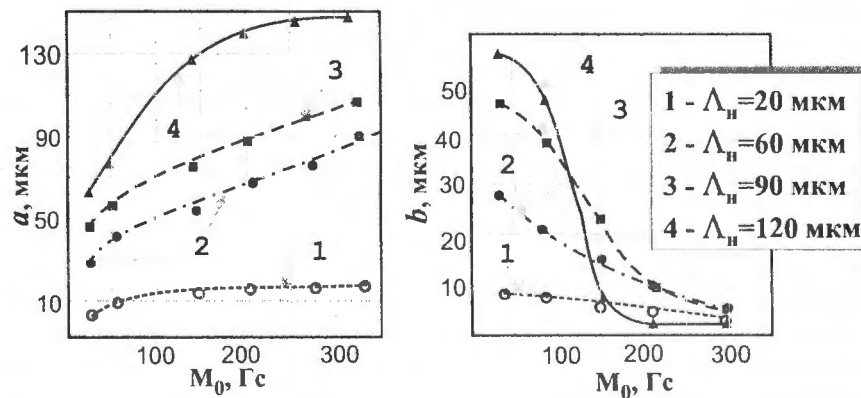


Рис.2.12.

Зависимости ширины домена в наиболее широкой (a) и наиболее узкой (b) частях от амплитуды остаточной намагниченности "сигнального" НМЗ для различных пространственных периодов распределения остаточности в "несущем" НМЗ

Минимум функционала свободной энергии (2.14) определяется условием $\delta W / \delta x_0 = 0$. Из него может быть получено уравнение, описывающее смещение $x_0(y)$ локального участка ДГ относительно исходного состояния:

$$-2\sigma \frac{d^2 x_0}{dy^2} - 2H_{\perp} M_0 \sin(ky) - \chi x_0 = 0 \quad (2.15)$$

$$\text{где } \chi = \frac{2C_1 l \pi}{\text{sh}[\tilde{k} l \pi / 2] M_0 \tilde{M}_0 \exp[-\tilde{k} r_1] \tilde{k}^2}.$$

Решение уравнения (2.15) может быть найдено в виде $x_0(y) = A \sin(ky)$, где $k = 2\pi/\Lambda_{\perp}$, а A – амплитуда изгиба ДГ. После преобразований для амплитуды было получено следующее выражение:

$$A = \frac{2\pi M_0 M_S (1 - \exp[-kh']) \exp[-kr]}{\sigma \left[k^2 + \tilde{k}^2 \frac{2\pi^2 M_S \tilde{M}_0 (1 - \exp[-kh]) \exp[-\tilde{k} r_1]}{\text{sh}[\tilde{k} l \pi / 2]} \right]} \quad (2.16)$$

Это выражение было использовано для расчета теоретических зависимостей $A(\Lambda_{\perp})$, представленных сплошными линиями на рис.2.9 и рис.2.10. Из рисунков видно удовлетворительное количественное совпадение экспериментальных и теоретических результатов, что свидетельствует об адекватном характере предложенной теоретической модели реальной экспериментальной ситуации.

Как будет показано в следующей главе, результаты проведенных исследований могут быть положены в основу магнитооптического метода воспроизведения узкодорожечной термоостаточной записи на хром-диоксидном магнитном носителе. Кроме того, проведенные исследования представляются важными и полезными в прикладном аспекте – они открывают возможность измерений параметров магнитных сред и исследования пространственного распределения намагниченности в них в случаях, когда прямое использование эффектов Фарадея или Керра невозможно, например, в средах, которые представляют собой совокупность мелкодисперсных частиц или кристаллитов. Очевидно, что стабилизация плоскопараллельной полосовой ДС в ЭПФГ с помощью “несущего” НМЗ повышает точность и воспроизводимость результатов измерений намагниченности. Об этом свидетельствует в частности близкий к линейному характер кривых 1 и 2 на рис.2.9, полученных при наличии “несущего” НМЗ, в отличие от аналогичной нелинейной кривой 3, которая измерена при отсутствии “несущего” НМЗ.

Как было показано в п.2.2.3, при известных параметрах распределения намагниченности в “сигнальном” НМЗ возможно измерение параметров ЭПФГ, находящейся с ним в плотном контакте, в частности – плотности энергии ДГ. Из выражения (2.16) следует, что такие измерения возможно осуществить и в случае помещения ЭПФГ во внешнее поле с двумерной периодичностью, т.е. при

использовании не только “сигнального”, но и “несущего” НМЗ. В этом случае также может быть повышена точность измерений благодаря стабилизации плоскопараллельной полосовой ДС полями рассеяния “несущего” НМЗ.

С помощью экспериментальных результатов, представленных на рис.2.11 и рис.2.12, можно оптимизировать параметры используемого “несущего” НМЗ с целью повышения точности, надежности и достоверности магнитооптического способа воспроизведения узкодорожечных сигналограмм, а также измерения параметров магнитных сред. Так, с ростом пространственного периода Λ_{\perp} может быть достигнута более высокая точность воспроизведения или измерения, однако при этом происходит ухудшение пространственных характеристик (ухудшение разрешения). Кроме того, следует иметь в виду, что период плоскопараллельной полосовой ДС, индуцированной в ЭПФГ полями рассеяния “несущего” НМЗ, является тем более стабильным, чем он ближе к периоду собственной ДС ЭПФГ в размагниченном состоянии.

2.4. Дифракция света на ДС ЭПФГ в пространственно неоднородных внешних магнитных полях.

Физической основой магнитооптических эффектов на магнитных структурах с регулярной магнитной неоднородностью (например – доменной структурой) является зависимость фазовой скорости, затухания и поляризации распространяющейся в магнетике электромагнитной волны от величины намагниченности и ее направления относительно направления распространения световой волны [50,51]. При рассеянии света образцом с регулярной магнитной неоднородностью возможна периодическая модуляция отраженного или прошедшего излучения по амплитуде, по фазе или по обоим параметрам одновременно, в результате чего наблюдаются различные дифракционные и резонансные явления. Кроме статических неоднородностей, представляет интерес изучение особенностей взаимодействия света с динамическими магнитными неоднородностями, к которым можно отнести бегущую или стоячую спиновую волну, возбужденную в ферромагнитном слое.

Описание магнитооптических эффектов основывается на общих дифференциальных уравнениях электромагнитного поля. В данном случае ограничимся рассмотрением эффекта Фарадея, который имеет место при прохождении линейно поляризованного света через ЭПФГ при наличии ненулевой проекции волнового вектора света на направление вектора намагниченности (см. рис.1.1. а). Такая ситуация реализуется, например, при нормальном падении света на ЭПФГ с перпендикулярной магнитной анизотропией. При этом наблюдается модуляция прошедшего излучения по состоянию поляризации. Эффект усиливается при двойном прохождении света через ЭПФГ в результате отражения его от противоположной поверхности пленки.

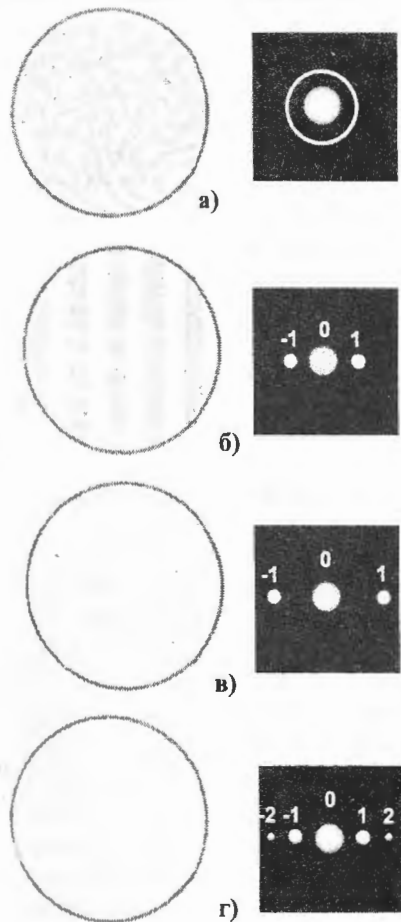


Рис.2.13.

Типы доменных структур ЭПФГ и соответствующие спектры магнитооптической дифракции

лярной оси легкого намагничивания [26]. Спектр магнитооптической дифракции (МОД) на лабиринтной ДС представляет собой систему концентрических колец, что свидетельствует об отсутствии выделенного направления (упорядочения) в системе магнитных неоднородностей (см. рис.2.13, а). При наложении малого внешнего однородного и постоянного магнитного поля параллельно направлению

При разработке устройств оптоэлектроники одной из самых важных является проблема ввода информации в световой пучок. В этой связи перестраиваемые магнитные дифракционные решетки представляются весьма интересными в настоящее время. Такой интерес связан как с построением простых устройств управления световым пучком (модуляция интенсивности, отклонение), так и с созданием функционально сложных устройств, ввиду большой гибкости в перестройке их параметров. Естественно, что простейшим способом изменения параметров ДС (регулярных магнитных неоднородностей) является использование внешних магнитных полей: пространственно однородных, пространственно неоднородных, постоянных и переменных во времени. Направление и напряженность внешнего поля определяют наличие или отсутствие ДГ магнитооптического материала, ее тип, ориентацию ДГ и т.п.

Рассмотрим вначале простейший случай дифракции линейно поляризованного света на полосовой или лабиринтной ДС с антипараллельным направлением магнитных моментов в соседних доменах. Лабиринтная ДС существовала в исходном размагниченном состоянии во всех образцах Vi-ЭПФГ, которые использовались для исследования параметров распределения остаточной намагниченности в НМЗ (см. п.2.2, 2.3). Такой тип ДС характерен также для пластин одноосных кристаллов, вырезанных в плоскости, перпендику-

магнитных моментов в доменах происходит расширение энергетически выгодных доменов (моменты направлены по полю) за счет энергетически невыгодных. Как отмечалось выше (см.п.2.1), такой процесс называется изменением симметрии ДС. Он приводит к изменению интенсивностей всех дифракционных пучков при практически неизменном их расположении. В частности, появляются четные порядки, которые отсутствуют при дифракции на симметричной ДС. С увеличением напряженности внешнего поля ширина невыгодных доменов уменьшается до некоторой критической величины, после чего уменьшается их число в образце, т.е. эффективно увеличивается период ДС. В дифракционном спектре это проявляется в виде уменьшения радиуса колец на рис.2.13, а [26].

При формировании в образце одним из рассмотренных ранее способов плоскопараллельной полосовой ДС, т.е. при появлении выделенного направления в массиве магнитных неоднородностей, в дифракционном спектре происходят существенные изменения, а именно – система концентрических колец превращается в систему дифракционных максимумов (см. рис.2.13, б). Причем, при отсутствии нарушения симметрии ДС четные максимумы в спектре не наблюдаются. Как было показано в предыдущем разделе, стабильная плоскопараллельная полосовая ДС может быть легко сформирована в ЭПФГ с помощью полей рассеяния “несущего” НМЗ. На ней экспериментально наблюдалась МОД, спектр которой схематически изображен на рис.2.13, б. При уменьшении периода плоскопараллельной полосовой ДС посредством изменения пространственного периода распределения остаточной намагниченности в “несущем” НМЗ или приложения некоторого постоянного поля в плоскости пленки [26] происходит увеличение углов дифракции (см. рис.2.13, в).

Если в образце ЭПФГ сформирована плоскопараллельная полосовая ДС и одновременно прикладывается внешнее однородное поле параллельно направлению магнитных моментов в доменах, то, аналогично случаю лабиринтной ДС, происходит нарушение симметрии, что проявляется в появлении четных максимумов в дифракционном спектре. Схематически это изображено на рис.2.13, г. В зависимости от параметров внешнего однородного поля и ЭПФГ возможен поворот системы полосовых доменов в плоскости пленки на некоторый угол. Система дифракционных пучков поворачивается на тот же угол.

Следует отметить, что магнитооптическая дифракция наблюдается как для линейно поляризованного, так и для циркулярно поляризованного света [52,53]. Для случая линейно поляризованного света весьма информативным может быть анализ состояния поляризации дифракционных пучков. Например, они различны для распределения намагниченности в доменах типа “меандр” и для гармонического распределения [50,51]. Для распределения типа “меандр” поляризация света во всех боковых порядках дифракции ортогональна поляризации падающего света, а поляризации света в пучке нулевого порядка и в падающем совпадают. При синусоидальном распределении намагниченности поляризация света в четных

порядках дифракции (включая нулевой) совпадает с поляризацией падающего света, а в нечетных – ортогональна ей. Таким образом, по состоянию поляризации дифракционных порядков можно оценить характер распределения намагниченности в магнитооптической пленке, а, следовательно, и характер ее магнитной анизотропии.

Существенным недостатком магнитооптической дифракции является ее достаточно низкая эффективность, которая определяется магнитооптической добротностью $Q = \theta_F / \tilde{\alpha}$, где θ_F – удельное фарадеевское вращение, а $\tilde{\alpha}$ – коэффициент оптического поглощения. Теоретический предел эффективности МОД составляет единицы процентов [26], а попытки ее повышения путем увеличения толщины пленки оказались неудачными, поскольку при этом увеличивается оптическое поглощение, а также имеет место неоднородность магнитных доменов по толщине пленки. Последнее обстоятельство существенно снижает качество магнитооптической дифракционной решетки.

Недостаток магнитооптических дифракционных решеток, связанный с низкой эффективностью, частично компенсируется гибкостью в перестройке параметров решетки, малой необходимой управляющей мощностью и достаточно высоким быстродействием. Последнее особенно относится к случаю изменения симметрии ДС, т.к. при этом максимальные смещения ДГ не превышают половины ширины домена ($\sim 10^{-4}$ см). Время изменения симметрии ДС, равное 10^{-9} сек, реально для существующих в настоящее время кристаллов и пленок [26].

Обычно при использовании управляемых магнитооптических дифракционных решеток информационный сигнал в виде изменения какого-либо

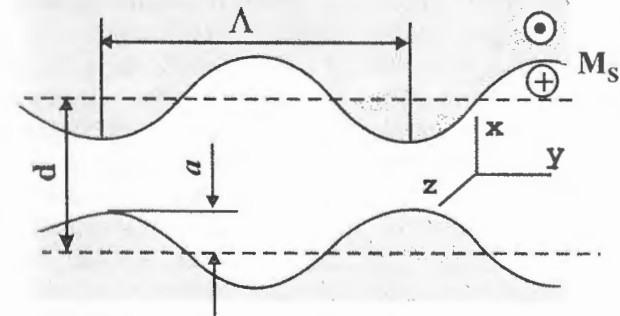


Рис.2.14.

Модуляция ширины доменов собственной плоскопараллельной полосовой ДС в поле рассеяния НМЗ

параметра магнитного поля воздействует на всю площадь магнитооптического материала. Возможность локального изменения ширины полосовых доменов собственной ДС может быть основана на рассмотренном в предыдущих разделах явлении перестройки ДС Ви-ЭПФГ в полях рассеяния носителя магнитной записи с существующим в его магнитном слое распределением оста-

точной намагниченности. Как отмечалось выше, если нормальная поверхности ЭПФГ составляющая поля рассеяния НМЗ H_{\perp} не превышает величины поля коллапса плоскопараллельной полосовой ДС, а ДГ ориентирована параллельно дорожке записи, то происходит модуляция ширины доменов в соответствии с пространственным распределением H_{\perp} в объеме ЭПФГ, которая схематически изображена на рис.2.14. МОД на доменной структуре Ви-ЭПФГ с модуляцией ширины доменов во внешнем пространственно периодическом поле рассеяния НМЗ экспериментально и теоретически исследована в работе [54].

Плоскопараллельная полосовая ДС с модуляцией ширины доменов во внешнем пространственно периодическом поле рассеяния НМЗ может рассматриваться в качестве дифракционной решетки с двумерной регулярностью. В настоящее время к структурам с двумерной регулярностью проявляется особый интерес в связи с широкими возможностями их практического использования в опто- и микроэлектронике. Дифракция на полосовой ДС с промодулированными по ширине доменами существенно отличается от дифракции на исследовавшихся до настоящего времени волнистых (зигзагообразных) структурах [55], в которых период ДС остается постоянным. В первую очередь, эти отличия связаны с широкими возможностями изменения глубины модуляции ширины доменов и пространственного периода модуляции, который в принципе может быть как больше, так и меньше периода собственной ДС. Такие изменения ДС во внешнем пространственно неоднородном магнитном поле определяют соответствующие изменения дифракционного спектра.

При рассмотрении дифракции на решетке с двумерной регулярностью удобно использовать две угловые переменные: θ_{nm} – вдоль оси периодичности полосовых доменов и φ_{nm} – вдоль доменов и ДГ. Проведенные экспериментальные исследования МОД на полосовой ДС в Ви-ЭПФГ с модуляцией ширины доменов позволили установить, что, как и в случаях дифракции на полосовой ДС и на ДС с волнистыми границами [55], наблюдаются основные максимумы с углами дифракции

$$\theta_0 = \arcsin(n\lambda/d), \quad \varphi_{n0} = 0 \quad (2.17)$$

Кроме того, при $H_{\perp} \neq 0$ в дифракционном спектре наблюдаются максимумы с угловыми положениями

$$\theta_{nm} = \theta_{n0}, \quad \varphi_{nm} = \arcsin(m\lambda/\Lambda) \quad (2.18)$$

где Λ - период синусоидального изгиба ДГ (см. рис.2.14), определяемый пространственным периодом внешнего магнитного поля, в которое помещена ЭПФГ.

Полученный спектр магнитооптической дифракции можно рассматривать как два одномерных, расположенных на взаимно перпендикулярных осях

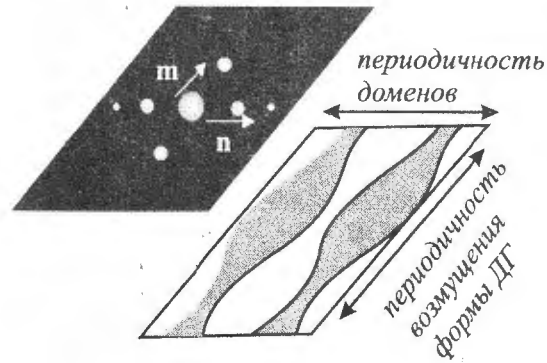


Рис.2.15.

Дифракция света на магнитооптической решетке с двумерной регулярностью

плоскости наблюдения (см. рис.2.15). Один из них соответствует спектру МОД на исходной полосовой ДС и несет информацию о ее параметрах (симметрии, периоде). Другой возникает вследствие локального изменения ширины доменов и несет информацию о параметрах магнитного поля (локальном магнитном потоке, пространственной периодичности).

Отличительной особенностью исследуемой дифракционной картины является наличие максимумов с четным

n при $H_{\perp} \neq 0$, которые отсутствуют в спектре МОД на симметричной решетке с плоскими или волнистыми ДГ. Наличие четных максимумов определяется пространственно-периодическим нарушением симметрии дифракционной решетки.

Экспериментальные исследования МОД на полосовой ДС с промодулированными по ширине доменами проводились на образце Bi-ЭПФГ состава $(Y, Bi, Tm)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ с $M_s = 23.4$ Гс и периодом собственной ДС в размагниченном состоянии $d = 24.3$ мкм.

На рис.2.16 приведены экспериментальные зависимости относительной интенсивности дифракционных максимумов I_{nm}/I_0 с $n=1$ и $m=0$ (кривая 1) и $n=0$ и $m=1$ (кривая 2) от тока, протекающего в магнитной головке в процессе записи НМЗ

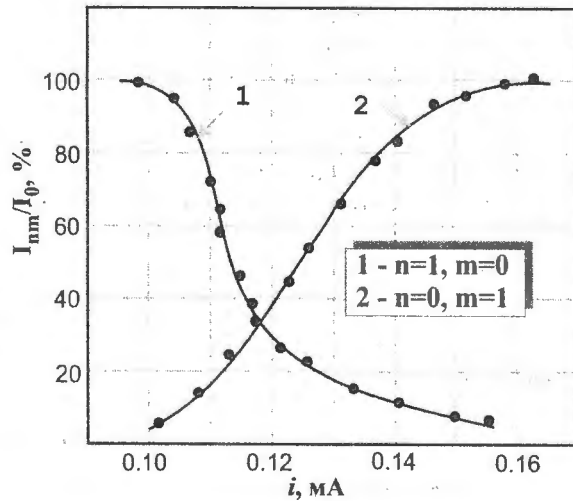


Рис.2.16.

Экспериментальные зависимости относительной интенсивности дифракционных максимумов от тока в обмотке головки при записи

(составляющая поля рассеяния H_{\perp} пропорциональна уровню остаточной намагниченности, который, в свою очередь, пропорционален току в головке записи), где I_{nm} – интенсивность соответствующего дифракционного максимума, I_0 – интенсивность максимума того же порядка при дифракции на полосовой ДС с плоскими границами при $H_{\perp} = 0$.

Из анализа приведенных зависимостей можно заключить, что при увеличении амплитуды изгиба ДГ a , что соответствует увеличению тока записи сигналораммы на НМЗ i , происходит перекачка энергии оптического излучения из максимумов с угловыми положениями θ_{n0} в максимумы с угловыми положениями θ_{0m} .

Известно, что в области дифракции Фраунгофера с точностью до фазового и нормирующего множителей дифракционная картина может быть описана фурье-распределением амплитуды поля по апертуре светового пучка:

$$v(x_0, y_0) = \frac{\exp(ikz) \exp\left[i \frac{k}{2z}(x_0^2 + y_0^2)\right]}{i\lambda z} \times \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda z}(x_0 x_1 + y_0 y_1)\right] dx_1 dy_1 \quad (2.19)$$

где x_0, y_0 – координаты в плоскости наблюдения дифракционной картины, x_1, y_1 – координаты в плоскости дифракционной решетки, $v(x_0, y_0)$ – распределение напряженности поля в дифракционной картине Фраунгофера, $t(x_1, y_1)$ – функция пропускания дифракционной решетки, которая для полосовой ДС с промодулированными по ширине доменами (см. рис.2.14) может быть записана в следующем виде:

$$t(x_1, y_1) = \text{sgn} \left\{ \left[x_1 - \left(Nd + \frac{q}{2} \right) \right] \left[x_1 - \left([N+1]d - \frac{q}{2} \right) \right] \right\} \quad (2.20)$$

где

$$Nd \leq x_1 \leq (N+1)d, \quad q = d/2 + \arcsin((2\pi/\lambda)y_1) \quad (2.21)$$

Для рассматриваемой магнитооптической дифракционной решетки с двумерной регулярностью было проведено численное интегрирование (2.20) с учетом (2.21). На рис.2.17 приведены расчетные зависимости эффективности h дифракционных порядков с $n=1, m=0$ (кривая 1), $n=0, m=1$ (кривая 2) и $n=2, m=0$ (кривая 3) от амплитуды a синусоидального изгиба ДГ магнитооптической пленки.

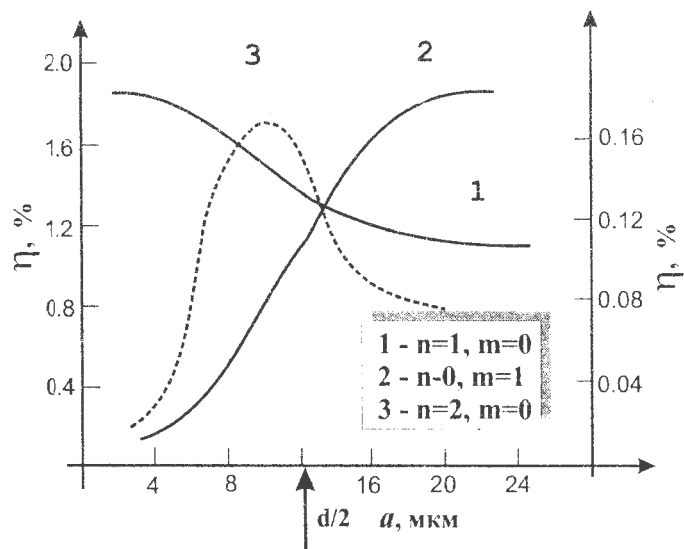


Рис.2.17.

Расчетные зависимости эффективности дифракционных порядков от амплитуды модуляции ДГ в ЭПФГ

Характер расчетных кривых качественно не противоречит экспериментальным результатам, приведенным на рис.2.16. Для получения количественного соответствия необходимо усовершенствование процесса экспериментальных измерений, а именно - одновременно с измерением интенсивности дифракционных максимумов контролировать амплитуду изгиба ДГ a . Кроме того, в ходе дальнейших исследований представляется интересным измерить интенсивности других наблюдаемых дифракционных максимумов и их изменения при изменении a . А и соотношения между этими величинами и апертурой светового пучка, что позволило бы в полной мере оценить возможности и перспективы использования такой легко управляемой магнитооптической дифракционной решетки, какой является полосовая ДС ВГ-ЭПФГ с доменами, промодулированными по ширине в поле рассеяния магнитной сигналограммы.

Особый интерес с точки зрения практического использования представляет возможность перекачки энергии оптического излучения из одного дифракционного порядка в другой при изменении глубины модуляции ширины доменов. Такая возможность продемонстрирована экспериментальными результатами (рис.2.16) и результатами расчетов (рис.2.17). В случае, когда a начинает превышать половину ширины домена исходной ДС (указано стрелкой на рис.2.17), направление периодичности доменов (см. рис.2.15) фактически изменяется на перпендикулярное,

что вызывает соответствующие изменения дифракционного спектра: $I_{01} < I_{10}$ при $a < d/2$, $I_{01} < I_{10}$ при $a > d/2$, максимум I_{20} при $a \gg d/2$.

Следует отметить еще одну важную возможность использования магнитооптической дифракции на ДС магнитооптических пленок, помещенных в поля рассеяния НМЗ, состоящую в преобразовании оптических мод в магнитном волноводе [56,57,58]. Пленочные фазовые периодические структуры используются при разработке тонких элементов интегральной оптики. Наряду с такими традиционными способами создания управляемых решеток, как возбуждение поверхностных акустических волн, методы формирования периодической намагниченности вдоль направления распространения света рассматриваются как весьма перспективные в силу простоты управления параметрами решетки. Трехлучевая брэгговская дифракция оптических мод на периодической магнитной структуре в изотропной пленке, обладающей фарадеевским вращением, впервые наблюдалась авторами [58]. Она была использована для создания разветвителей и переключающих устройств, управляемых касательными магнитными полями всего в несколько эрстед.

Кроме того, с помощью МОД могут быть исследованы нерегулярные доменные структуры, получаемые при воздействии на собственную полосовую или лабиринтную ДС слабыми полями рассеяния НМЗ. Если нормальная составляющая НД поля рассеяния недостаточна для полной или частичной перестройки собственной ДС, а возможности регистрации смещений ДГ ограничены возможностями используемой оптической схемы, изменения спектра МОД позволяют обнаружить изменения ДС даже в этом случае. Это связано с тем, что дифракционный спектр содержит информацию об интегральных свойствах решетки. Так, экспериментально было установлено, что при помещении ВГ-ЭПФГ с указанными выше параметрами в очень слабое поле рассеяния металлизированного НМЗ, который подвергся термическому воздействию, происходят заметные невооруженным взглядом изменения спектра МОД. Причем такие изменения наблюдались даже для уровней сигнала на НМЗ, который невозможно было зарегистрировать обычными индукционными головками профессиональной аппаратуры магнитной записи. Если ДС ВГ-ЭПФГ в исходном состоянии была лабиринтной, то спектр МОД представлял собой систему концентрических колец (см. рис.2.13, а). Воздействию слабого просветленного неоднородного поля рассеяния НМЗ приводило к появлению темных промежутков в дифракционных кольцах, что свидетельствует о появлении некоторого упорядочения в исходной лабиринтной ДС.

Естественно предположить, что анализ изменений дифракционного спектра в принципе может позволить судить о параметрах распределения намагниченности в рабочем слое НМЗ, поле рассеяния которого воздействует на ДС ВГ-ЭПФГ. Имеется в виду возможность воспроизведения слабых магнитных сигналограмм,

подвергавшихся термическим, химическим механическим и т.п. воздействиям, с использованием специальных методов корреляционного и спектрального анализа. Основы такого анализа описаны, например, в работах [59,60]. Сделан вывод о том, что спектр магнитооптической дифракции на нерегулярной ДС содержит информацию о средних характеристиках случайной функции распределения намагниченности в пленке, а именно – о виде функции и о корреляционной длине. Проведенные расчеты свидетельствуют о том, что статистические флуктуации намагниченности приводят к изменению формы дифракционных максимумов – к их уширению по сравнению со случаем дифракции на регулярной полосовой ДС. Распределение интенсивности в дифракционной картине представляет собой Фурье-образ корреляционной функции (по пространственным частотам) с положением острых пиков, соответствующих дифракции на регулярной полосовой ДС. Таким образом, представляется достаточно перспективным продолжение исследований в направлении расшифровки информации о ДС магнитооптической пленки, а, следовательно, и о полях рассеяния, и о распределении намагниченности в НМЗ, исходя из результатов анализа спектра МОД.

Еще одной важной проблемой, которую необходимо решить при использовании МОД на ДС магнитооптических пленок для анализа структуры полей рассеяния, для управления параметрами светового пучка и т.п. является наличие двулучепреломления, которое присуще практически всем используемым в настоящее время магнитооптическим материалам. Считается [26,61], что магнитооптический материал может быть использован для практических целей в оптоэлектронике, микроэлектронике и т.п., если уровень фарадеевского вращения в нем достигает величины 15° без поглощения. Практически этому требованию удовлетворяют только железо-иттриевые феррит-гранаты, причем в зависимости от примесей пик эффекта Фарадея в них может находиться в различных областях спектра, как правило – в инфракрасной его части. Поэтому до настоящего времени продолжается интенсивный поиск новых материалов с высоким уровнем эффекта Фарадея. К числу таковых можно отнести, например, ортоферриты, которые по величине отношения фарадеевского вращения к поглощению в видимом диапазоне и при комнатной температуре значительно превосходят все известные до настоящего времени материалы. Однако, эти кристаллы не являются кубическими и характеризуются высоким двулучепреломлением в случае, когда свет распространяется вдоль направления намагниченности.

Фарадеевское вращение в кристаллах, не являющихся двулучепреломляющими, возрастает пропорционально длине пути света в полосе прозрачности кристалла. Однако, при наличии двулучепреломления наблюдаются осцилляции вращения плоскости поляризации относительно нуля при изменении длины пути света в кристалле. Эти осцилляции наблюдались на фарадеевской картине доменов [61]. Они проявлялись как переход от темной картины доменов к

светлой при изменении толщины кристалла.

Двулучепреломление возникает также в кубических кристаллах ЖИИ в случае наклонного падения света, что приводит к появлению эллиптичности светового пучка и ухудшению контраста при непосредственном наблюдении ДС с помощью поляризационного микроскопа, а также к изменению спектра МОД, что требует дополнительного исследования. Поскольку в магнитоупорядоченных кристаллах двулучепреломление как правило сравнимо по величине с эффектом Фарадея [62], то представляет интерес выяснение его влияния на эффективность магнитооптической дифракции. Результаты таких исследований изложены в работе [63].

Экспериментальные исследования проводились на эпитаксиальных пленках Vi -содержащего феррит-граната состава $(\text{Bi,Tm})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$, ориентированных в плоскости (111). Намагниченность насыщения пленок составляла $4\pi M_s = 130$ Гс, толщина $h = 6$ мкм, удельный эффект Фарадея $\theta_F = 8 \cdot 10^3$ град/см. При измерениях использовалось излучение гелий-неонового лазера с длиной волны $\lambda = 0.63$ мкм. Образец Vi -ЭПФГ помещался между скрещенными поляризатором и анализатором. Луч света распространялся нормально к поверхности пленки, вдоль оси $\langle 111 \rangle$. Электромагнит позволял намагничивать пленку в ее плоскости до насыщения в полях $H \leq (8.0 - 9.5) \cdot 10^4$ А/м. Электромагнит и образец пленки тщательно юстировались относительно направления распространения лазерного излучения. Фарадеевская составляющая устранялась при переключении направления внешнего магнитного поля на 180° .

Сигнал прошедшего излучения регистрировался дифференциальной схемой фотоприемника, снижающей шумы лазера. В эксперименте измерялась разность сигналов ΔU при намагничивании пленки параллельно плоскости поляризации падающего излучения и при намагничивании под углом 45° . Эта разность обусловлена появлением эллиптичности светового пучка за счет двулучепреломления. Измерялся также сигнал U_0 при повороте поляризатора на

90° . Сдвиг фаз, обусловленный двулучепреломлением $\Delta\phi = \delta h = \arcsin \sqrt{\frac{\Delta U}{U_0}}$.

Экспериментально полученная величина $\Delta\phi$ не превышает 24° , что соответствует величине удельного магнитного двулучепреломления $\delta = 660$ град/см.

Анизотропия магнитного двулучепреломления образца в плоскости (111) не превышала 20% от δ . Шумы установки не позволили уверенно зафиксировать угловую зависимость δ .

При распространении света в магнитоупорядоченном материале в направлении, отличном от направления, параллельного или перпендикулярного направлению намагниченности, изменение состояния поляризации светового пучка определяется одновременно продольным и поперечным магнитооптическими

эффектами. В общем случае кристалл ведет себя как гироанизотропная среда. В работе [64] дано феноменологическое описание гироанизотропной среды с помощью матрицы Мюллера, которая представляет собой произведение матрицы поворота и матрицы фазосдвигающей пластинки. Получена система уравнений, связывающих эллиптичность (b/a) и азимут большой оси поляризационного эллипса α на выходе среды, характеризуемой удельным фарадеевским вращением θ_F и магнитным двулучепреломлением δ , когда азимут плоскости колебаний электрического вектора входного светового пучка выбирается равным 45° . Эта система уравнений может быть решена относительно параметров выходного светового пучка (b/a) и α :

$$(b/a) = \frac{1}{2} \arcsin \left\{ \frac{\delta}{\sqrt{4\theta_F^2 + \delta^2}} \sin \sqrt{4\theta_F^2 + \delta^2} h \right\} \quad (2.22)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \arcsin \left\{ \frac{\cos \sqrt{4\theta_F^2 + \delta^2} h}{\cos(2(b/a))} \right\}$$

Выражения (2.22) дают возможность аналитически определить эллиптичность и азимут большой оси поляризационного эллипса светового пучка, прошедшего через слой z среды, обладающей одновременно продольным и поперечным магнитооптическими эффектами, т.е. выяснить степень изменения поляризации относительно начальной линейной в зависимости от величин магнитооптических эффектов и толщины слоя.

Авторами [65] рассмотрена дифракция света на голографической решетке, записанной в гиротропной двулучепреломляющей среде. Намагниченность в плоскости голограммы распределена по закону $M(x) = M_s \operatorname{sgn} \cos 2\pi f x$, где M_s — намагниченность насыщения, f — пространственная частота. Созданная в процессе записи голограммы доменная структура с распределением намагниченности $M(x)$ является дифракционной решеткой для луча считывания. Эффективность дифракции на такой решетке была определена в соответствии со следующим выражением:

$$\eta = \frac{4}{(\pi n)^2} \sin^2 \theta_F h \left(\frac{2\rho}{1+\rho^2} \right)^2 \exp(-\tilde{\alpha} h) \quad (2.23)$$

где ρ — коэффициент эллиптичности собственных ортогональных эллиптически поляризованных мод, распространяющихся в гироанизотропной среде, $\tilde{\alpha}$ —

коэффициент оптического поглощения. Результатом суперпозиции этих собственных мод является эллиптически поляризованная волна на выходе из среды, характеризуемая параметрами (b/a) и α , которые определяются выражениями (2.22). Формула (2.23) может быть использована в нашем случае для расчетов зависимости дифракционной эффективности η от θ_F , δ и h при условии, что через θ_F , δ и h будет выражен коэффициент эллиптичности ρ .

Составляющие электрического вектора световой волны вдоль осей X и Y выбранной декартовой системы координат на выходе из среды можно выразить через соответствующие входные составляющие следующим образом [66]:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}^{\text{прош}} = \begin{pmatrix} \cos \theta_F h + i \frac{1-\rho^2}{1+\rho^2} \sin \theta_F h & \frac{2\rho}{1+\rho^2} \sin \theta_F h \\ \frac{2\rho}{1+\rho^2} \sin \theta_F h & \cos \theta_F h - i \frac{1-\rho^2}{1+\rho^2} \sin \theta_F h \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}^{\text{нал}} \exp[(-\tilde{\alpha} h / 2) + i(2\pi / \lambda) \bar{n} h] \quad (2.24)$$

где $\bar{n} = (n_+ + n_-) / 2$, а n_+ и n_- выражаются через компоненты тензора диэлектрической проницаемости следующим образом:

$$n_{\pm} = \frac{1}{2} \left\{ \varepsilon_x + \varepsilon_y \pm \left[(\varepsilon_x - \varepsilon_y)^2 + 4g^2 \right]^{1/2} \right\}.$$

С другой стороны, отношение $\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}^{\text{прош}} = \chi$ можно выразить через

эллиптичность (b/a) и азимут большой оси поляризационного эллипса α следующим образом:

$$\chi = \operatorname{tg} \left\{ \frac{1}{4} \arccos \left[\cos 4\alpha - 2 \sin^2 (2 \operatorname{arctg}(b/a)) \cos^2 2\alpha \right] \right\} \quad (2.25)$$

Приравняв правые части выражение (2.24) и (2.25) и решив полученное уравнение относительно ρ , можно получить связь коэффициента эллиптичности собственных мод ρ с параметрами выходного светового пучка (b/a) и α через χ :

$$\rho_{1,2} = \frac{-\sin \theta_F h (1 + \chi) \pm \sqrt{\sin^2 \theta_F h (1 + \chi)^2 - \cos^2 \theta_F h (1 - \chi)^2}}{\cos \theta_F h} \quad (2.26)$$

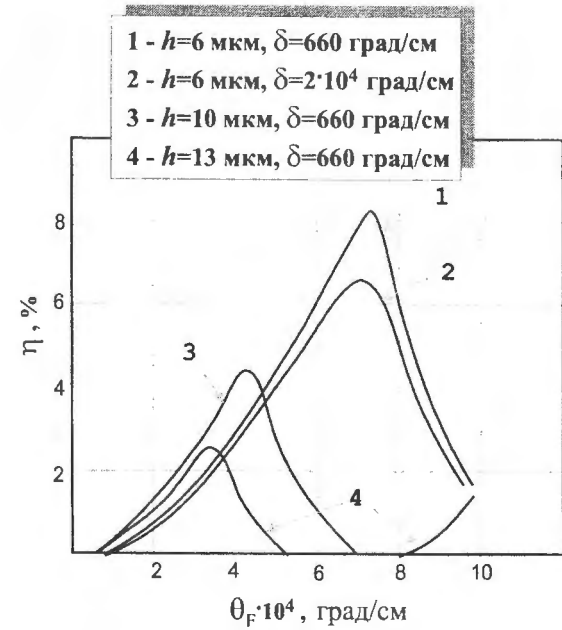


Рис.2.18.

Расчетные зависимости эффективности МОД от удельной величины фарадеевского вращения для различных толщин магнитооптической пленки и различных величин двулучепреломления

ставлены на рис.2.18-2.20 соответственно.

Четко выраженные максимумы зависимостей $\eta(\theta_F)$, приведенных на рис.2.18, соответствуют отклонению большой оси поляризационного эллипса на 45° от направления вектора поляризации падающего луча при данной толщине пленки h . С ростом величины двулучепреломления при прочих равных условиях эффективность дифракции уменьшается. С ростом толщины материала высота максимумов убывает, что связано с поглощением, а также с тем, что магнитное двулучепреломление существенно влияет на параметры выходного светового пучка в более толстых пленках.

Из анализа зависимостей $\eta(\delta)$, приведенных на рис.2.19, можно сделать вывод о том, что малые и средние величины магнитного двулучепреломления ($5.0 \cdot 10^2$ град/см \div $1.0 \cdot 10^4$ град/см) в магнитооптических пленках не приводят к существенным изменениям эффективности дифракции. Так, при $h=10$ мкм и $\theta_F =$

С помощью соотношений (2.22)-(2.26) можно исследовать зависимости эффективности дифракции лазерного излучения на собственной или искусственно сформированной (например, в полях рассеяния НМЗ) ДС в гироанизотропной среде от таких параметров (например, в полях рассеяния НМЗ) ДС в гироанизотропной среде от таких параметров этой среды, как удельное фарадеевское вращение θ_F , величины двулучепреломления δ и толщины h . Рассчитанные по описанной выше методике зависимости $\eta = \eta(\theta_F)$ ($h = \text{const}$, $\delta = \text{const}$), $\eta = \eta(\delta)$ ($\theta_F = \text{const}$, $h = \text{const}$), $\eta = \eta(h)$ ($\theta_F = \text{const}$, $\delta = \text{const}$) пред-

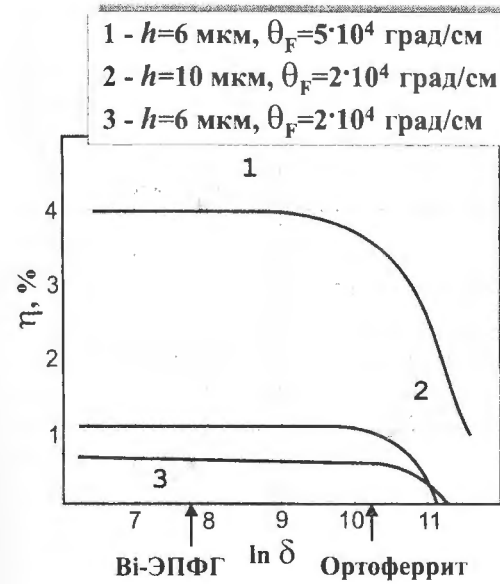


Рис.2.19.

Расчетные зависимости эффективности МОД от удельной величины магнитного двулучепреломления для различных толщин магнитооптической пленки и удельного фарадеевского вращения

δ . Влияние δ на дифракционную эффективность слабо при малых толщинах магнитооптического материала.

Таким образом, при использовании магнитооптических пленок в устройствах управления световым пучком и других оптоэлектронных устройствах, принцип действия которых основан на магнитооптической дифракции на собственной или вынужденной ДС, следует учитывать возможность проявления магнитного двулучепреломления, которое для определенных геометрии оптической схемы и магнитооптических материалов может оказывать большое влияние на параметры устройства, в частности уменьшать дифракционную эффективность.

Например, в таких материалах, как ортоферриты редкоземельных элементов, $\delta \sim (10^4 \div 10^5)$ град/см, что является серьезным препятствием для их использования в магнитооптических устройствах, несмотря на высокий уровень фарадеевского вращения. Поэтому можно заключить, что в настоящее время наиболее перспективными магнитооптическими материалами с точки зрения их

$2 \cdot 10^4$ град/см (кривая 2 на рис.2.19) и изменении δ от $5.0 \cdot 10^3$ до $3.0 \cdot 10^4$ град/см эффективность дифракции η изменяется на 13.5%. При значениях δ , превышающих некоторую величину, зависящую от h и θ_F , имеет место быстрое уменьшение η . Оно происходит тем быстрее, чем меньше θ_F ($h = \text{const}$) и чем больше h ($\theta_F = \text{const}$).

Максимумы зависимостей $\eta(h)$ на рис.2.20 аналогично зависимостям $\eta(\theta_F)$ обусловлены отклонением на 45° большой оси поляризационного эллипса от начального направления вектора поляризации. При $\theta_F = \text{const}$ положение максимумов и их высота зависят от δ . Оптимальная толщина магнитооптической пленки, при которой наблюдается максимум дифракционной эффективности, определяется как величиной удельного фарадеевского вращения θ_F , так и величиной удельного магнитного двулучепреломления

практического использования являются феррит-гранаты редкоземельных элементов, в которых магнитное двулучепреломление меньше, чем в ортоферритах, но существенно зависит от состава. При работе с магнитооптическими пленками, в которых $\delta \sim (5.0 \cdot 10^3 \div 1.0 \cdot 10^4)$ град/см и больше, необходимо оптимизировать оптическую схему и параметры пленки, т.е. выбирать по возможности тонкие пленки (~ 5 мкм), когда магнитное двулучепреломление практически не влияет на величину дифракционной эффективности, а также пленки, характеризующиеся высоким уровнем фарадеевского вращения.

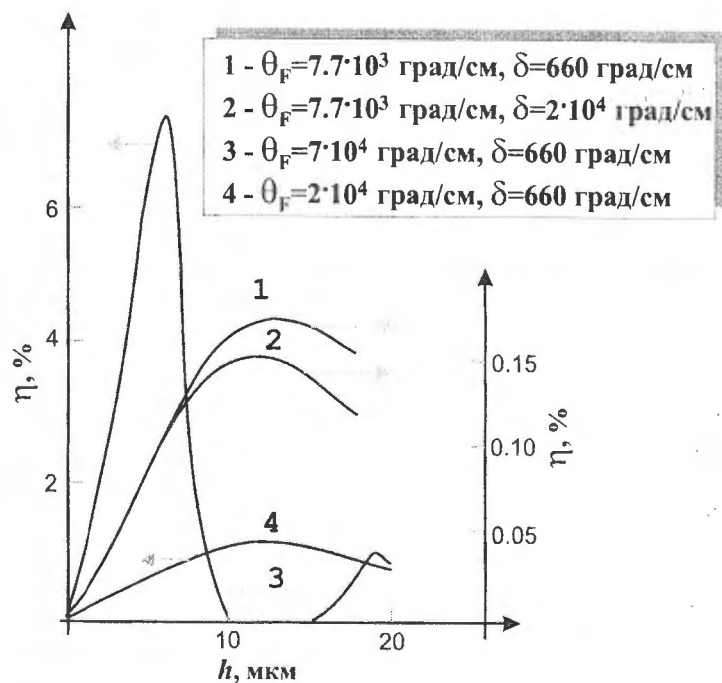


Рис.2.20.

Расчетные зависимости эффективности МОД от толщины магнитооптической пленки для различных удельных величин магнитного двулучепреломления и фарадеевского вращения

Часть 3.

ТЕРМОСТАТОЧНАЯ ЗАПИСЬ ИНФОРМАЦИИ НА ХРОМ-ДИОКСИДНОМ НОСИТЕЛЕ И МАГНитоОПТИЧЕСКОЕ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ

3.1. Механизмы перемагничивания мелкодисперсных магнитных частиц.

В настоящей главе будет показана возможность использования изученного и описанного в предыдущих разделах явления модуляции ширины доменов плоскопараллельной полосовой ДС магнитооптической пленки в полях рассеяния магнитной сигналограммы для воспроизведения узкодорожной термоостаточной записи на CrO_2 -НМЗ и для физических исследований механизма такой записи и процессов перемагничивания совокупности мелкодисперсных магнитных частиц в пространственно неоднородном магнитном и тепловом полях.

Перемагничивание мелкодисперсных магнитных частиц в условиях неоднородных внешних воздействий имеет ряд особенностей, по сравнению с аналогичными процессами в объемных магнитных средах. Это связано прежде всего с тем, что по мере уменьшения размеров образца изменяются относительные вклады различных энергетических слагаемых в полной энергии:

$$W(\vec{m}) = W_{\text{обм}}(\vec{m}) + W_{\text{упр}}(\vec{m}) + W_A(\vec{m}) + W_\sigma(\vec{m}) + W_m(\vec{m}) + W_H(\vec{m}) \quad (3.1)$$

где \vec{m} - вектор намагниченности, $W_{\text{обм}}(\vec{m})$ - энергия обменного взаимодействия, $W_{\text{упр}}(\vec{m})$ - магнитоупругая энергия, $W_A(\vec{m})$ - энергия магнитной анизотропии, $W_\sigma(\vec{m})$ - энергия доменных границ (при наличии доменной структуры), $W_m(\vec{m})$ - энергия размагничивания, $W_H(\vec{m})$ - энергия во внешнем магнитном поле.

В мелкодисперсных магнитных объектах преобладающее значение приобретают составляющие поверхностных энергий, связанных с обрывом связей на поверхности и с переходными слоями между ферромагнитными областями, т.е. с доменными границами [67]. При уменьшении образца до очень малых размеров наступает такой момент, когда энергетически выгодным становится отсутствие границ между областями, и тогда весь образец превращается в одну ферромагнитную область, т.е. достигается так называемое монодоменное состояние. В малых частицах образование межфазной границы энергетически невыгодно, поскольку слишком большая часть объема малой частицы должна быть заключена внутри граничного слоя, толщина которого не зависит от размеров частицы.

Критерий монодоменности определяется размерами частицы, ее формой, величиной намагниченности насыщения, а также характером и величиной кристаллографической анизотропии материала частицы. В случае слабой анизотропии преобладающей в полной энергии (3.1) является энергия обменного взаимодействия. Расчеты показывают, что в этом случае критический радиус монодоменности приблизительно обратно пропорционален величине намагниченности насыщения [67]. Однако даже в случае сильной анизотропии вклад энергии обменного взаимодействия может оказаться наибольшим, если критический радиус монодоменности меньше, чем толщина граничного слоя материала, т.е. толщина ДГ. Это следует из того, что внутри граничного слоя энергия обменного взаимодействия должна быть равна энергии анизотропии, но обменная энергия преобладает, если изменение направления спинов происходит на расстоянии, меньшем, чем толщина границы. В случае большой энергии анизотропии может оказаться, что критический радиус монодоменности существенно превышает толщину границы. В этом случае полная энергия состоит в основном из граничной энергии, а критический радиус обратно пропорционален квадрату намагниченности насыщения [67]. Теоретические оценки величин критических радиусов и объемов монодоменности для различных материалов подтверждены большим количеством экспериментальных исследований [68].

Если малая частица представляет собой одну ферромагнитную область, то невозможно изменить ее намагниченность или перемагнитить за счет смещения границы [68,69]. Изменение намагниченности происходит либо посредством когерентного вращения, либо одного из видов некогерентного вращения [70]. В качестве экспериментального подтверждения возможности монодоменного состояния малых магнитных частиц могут рассматриваться экспериментальные результаты исследований коэрцитивной силы материалов, представляющих собой совокупность мелкодисперсных магнитных частиц [71]. Если исключена возможность перемагничивания посредством движения границы, то можно получить большое увеличение коэрцитивной силы при увеличении эффективной анизотропии, т.е. в условиях, когда поворот намагниченности области в целом настолько возможно затруднен. Эффективная внутренняя анизотропия велика, если велика энергия магнитной кристаллографической анизотропии материала, если частица имеет удлиненную форму (анизотропия формы) или если приложены сильные анизотропные механические напряжения. Большая величина коэрцитивной силы наблюдалась экспериментально в магнитных средах, представляющих собой совокупность мелкодисперсных частиц, например - в шлаковых магнитах [72], в рабочем слое порошковых носителей магнитной записи.

В настоящее время не существует универсальной модели перемагничивания малых магнитных частиц, которая давала бы точное описание процесса перемагничивания для всего многообразия форм и материалов частиц. Исторически

одна из первых моделей [71] применима для частиц эллипсоидальной формы, т.е. для случаев, когда намагниченность и поле размагничивания пространственно однородны. Модель перемагничивания [73] учитывает одноосную кристаллографическую анизотропию частицы и анизотропию формы. Заложенная изначально в модели однородность магнитного поля и намагниченности предполагает отсутствие влияния обменного взаимодействия на процесс переключения намагниченности.

Реальные магнитные частицы имеют обычно гораздо более сложную, чем эллипсоидальная, форму. Поэтому, если для реальных частиц форма аппроксимируется эллипсоидальной, то полученное в результате такого расчета поле переключения намагниченности и величина коэрцитивной силы обычно значительно превышают экспериментально измеряемые параметры [70]. Ошибка, очевидно, связана с предположением о пространственно однородном распределении намагниченности в процессе перемагничивания. Кроме того, при интерпретации экспериментальных результатов следует иметь в виду возможность существования дисперсии размеров частиц, а также возможность магнитостатического взаимодействия между ними.

Авторами [73,74,75] предложены модели неоднородного переворота намагниченности в ферромагнитных частицах. Механизмы переворота намагниченности условно могут быть разделены на так называемые всерную моду (*fanning*), моду скручивания (*curling*), и изгибную моду (*buckling*).

Модель переключения, основанная на моде скручивания (*curling*), дает точное решение для перемагничивания бесконечно длинной проволоки круглого сечения. Изгибная мода (*buckling*) предполагает изменение угла отклонения намагниченности от оси трудного намагничивания по длине частицы. Оба эти механизма дают уменьшение критического поля перемагничивания по сравнению с механизмом когерентного вращения, а также позволяют получить его уменьшение с увеличением размеров частицы, хотя и с разной скоростью.

В соответствии с моделью перемагничивания, основанной на всерной моде (*fanning*), частица разбивается на цепочку однородно намагниченных магнитостатически взаимодействующих сфер. Этот механизм также позволяет получить уменьшение критического поля перемагничивания, однако не дает его изменения с изменением длины частицы.

Анализ процессов перемагничивания малых ферромагнитных частиц позволяет заключить, что для больших частиц предпочтительной является изгибная мода некогерентного вращения намагниченности, тогда как для малых частиц изменение намагниченности происходит посредством когерентного вращения. Следует отметить, что все модели перемагничивания, основанные на всерной, изгибной модах и моде скручивания принципиально ограничены, т.к. они неадекватно описывают изменение поля размагничивания. Кроме того, они

накладывают ограничения на возможности изменения намагниченности. Эти ограничения снимаются при использовании фундаментальной микромагнитной модели [76], при построении которой предполагается, что намагниченность в каждой точке зависит только от типа материала и температуры, т.е.

$$\vec{M}(x, y, z) = M_s \vec{I}(x, y, z) \quad (3.2)$$

где $\vec{M}(x, y, z)$ - намагниченность частицы в точке с координатами (x, y, z) , $\vec{I}(x, y, z)$ - единичный вектор в направлении намагниченности в той же точке. При таком подходе намагниченность насыщения M_s предполагается постоянной, а $\vec{I}(x, y, z)$ - переменная, которая находится в результате решения задачи. Для нахождения равновесного состояния необходимо повернуть намагниченность во всех точках частицы таким образом, чтобы энергия достигла локального минимума.

На основании такого общего подхода была построена численная модель, в соответствии с которой частица разбивалась на множество кубов с однородной намагниченностью. Предполагалось, что намагниченность каждого куба постоянна по величине, но может вращаться таким образом, чтобы достигался ближайший локальный минимум свободной энергии частицы. В выражении для энергии учитывались кристаллографическая анизотропия, зеемановская энергия, в которую входят компоненты, связанные с внешним полем, полем размагничивания и обменным полем.

Развитие микромагнитных моделей в современных исследованиях позволило получить теоретическое описание процессов перемагничивания магнитных сред, представляющих собой совокупность мелкодисперсных частиц. При этом может быть учтена отличная от сферической и эллипсоидальной форма частиц, различные виды кристаллографической анизотропии материала частицы, существование областей с пространственно неоднородным распределением анизотропии внутри частицы, в частности – в приповерхностном слое. Однако, все названные выше микромагнитные модели являются численными, связаны с громоздкими расчетами и имеют ограниченную точность.

Все рассмотренные выше модели построены и применимы для изолированных частиц. Реально существующее магнитостатическое взаимодействие между частицами учитывается в моделях Прейсаха различной размерности [77, 78]. Существование взаимодействия между магнитными частицами, очевидно, должно проявляться в отклонении результатов экспериментальных измерений намагниченности ансамбля частиц от результатов расчетов для изолированной частицы с использованием моделей [70, 72, 73, 74, 75].

Современный интерес к физике малых магнитных частиц связан с созданием на их основе рабочих покрытий носителей магнитной записи, технология

изготовления большинства из которых предполагает ориентацию частиц до затвердения связующего вещества. Очевидно, что ориентация частиц оказывает влияние на характер магнитостатического взаимодействия между ними. Другой характер магнитостатического взаимодействия между ориентированными частицами приводит, в свою очередь, к изменению характеристик перемагничивания ориентированного ансамбля частиц по сравнению с разориентированным. Феноменологическая теория, позволяющая последовательно учесть взаимодействие частиц в средах с различной степенью ориентации с помощью термодинамического и кинетического формализма, развита авторами [79]. Из полученных результатов сделан вывод о том, что процессы взаимодействия между частицами не определяют механизм перемагничивания, но существенно влияют на его количественные характеристики.

Таким образом, из проведенного анализа известных результатов исследования процессов перемагничивания сред, представляющих собой совокупность мелкодисперсных магнитных частиц, можно сделать вывод о том, что, наряду с существующими общими фундаментальными закономерностями, механизмы, особенности и характеристики этих процессов весьма специфичны для каждой среды и зависят от большого числа факторов. Причем это утверждение относится даже к случаю изменения состояния намагниченности в пространственно однородных внешних магнитных полях. Ситуация еще больше усложняется при помещении мелкодисперсной среды в пространственно неоднородное или изменяющееся во времени внешнее магнитное поле, что имеет место при использовании таких сред в качестве рабочих покрытий для порошковых носителей магнитной записи, а особенно – при одновременном воздействии такого магнитного поля и пространственно неоднородного теплового поля (локального нагрева), как в случае термоостаточной записи на CrO₂-МЛ [37]. В связи с этим дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования в этом направлении представляются актуальными как с точки зрения исследования фундаментальных проблем процессов перемагничивания, так и в прикладном аспекте.

3.2. Хром-диоксидная магнитная лента как носитель для термомагнитной записи информации.

3.2.1. Свойства мелкодисперсных хром-диоксидных магнитных частиц.

Диоксид хрома (CrO₂) является одним из наиболее широко распространенных материалов, представляющих собой совокупность мелкодисперсных магнитных частиц, используемых при производстве порошковых носителей магнитной записи. В настоящее время технология его производства хорошо освоена, а магнитные, оптические, электрические и т.д. свойства достаточно полно исследованы. Относительная дешевизна материала, простота технологии

производства и хорошие характеристики определяют широкое использование его в качестве рабочего слоя магнитных лент для аудио- и видеозаписи. Все эти факторы позволяют рассматривать совокупность ориентированных и зафиксированных в полимерной матрице мелкодисперсных хром-диоксидных магнитных частиц (рабочий слой CrO_2 -МЛ) в качестве модельного объекта для исследования процессов перемангничивания в пространственно неоднородных магнитном и тепловом полях.

Технология изготовления очень чистого магнитного оксида хрома достаточно проста. Он образуется при термическом разложении CrO_3 при высоком давлении в присутствии воды [80]:



При соответствующем выборе условий такого гидротермического синтеза продукт может быть получен в весьма различных физических формах от микрокристаллического порошка до монокристаллов различных размеров для физических исследований. CrO_2 является весьма стабильным по отношению к кислороду и воде до температуры $\sim 525^\circ\text{C}$. Установлено [80], что использование катализаторов, которыми являются оксиды некоторых металлов, например, Sb_2O_3 и RuO_2 , при реакции гидротермического синтеза позволяет уменьшить размеры частиц до соответствующих монокристаллическому состоянию и, кроме того, изменить их форму до сильно вытянутой. Влияние катализаторов на физические и магнитные свойства диоксида хрома (размеры, форму частиц, электропроводность, кристаллографическую анизотропию, коэрцитивность, намагниченность насыщения и т.п.) зависят от типа используемого катализатора и его количества. Одним из важнейших достоинств модифицированного порошка оксида CrO_2 является правильная форма его микрочастиц, что позволяет добиться высокой степени ориентации частиц в рабочем слое магнитного носителя в процессе его производства [81].

CrO_2 кристаллизуется в структуре рутила, элементарная ячейка содержит две формульные единицы и всего 6 атомов. Кристаллическая решетка является тетрагональной с отношением $c/a=0.65958$ [82] и постоянной решетки $a=0.4421$ нм. Атомы хрома занимают центры объемноцентрированной тетрагональной решетки и окружены несколько искаженным октаэдрическим массивом атомов кислорода.

Теоретические исследования электронной зонной структуры CrO_2 проведены авторами [82], а результаты экспериментальных исследований с использованием метода фотоэмиссионной спектроскопии приведены в работе [83]. Установлено, что диоксид хрома является полуметаллическим ферромагнетиком, в котором верхние по спину электроны демонстрируют металлическое поведение, а для нижних характерна полупроводниковая щель. Теоретически предсказана и

экспериментально подтверждена возможность 100% спиновой поляризации электронов на уровне Ферми. Такие особенности зонной структуры CrO_2 определяют его необычные и весьма полезные с точки зрения практического использования свойства. До настоящего времени остается открытым вопрос о степени локализации d электронов, т.е. о характере магнетизма [83].

Диоксид хрома при комнатной температуре имеет намагниченность насыщения $M_s=490$ Гс [84]. Кристаллографическая анизотропия является одноосной, легкие направления ориентированы под углом $\sim 40^\circ$ к тетрагональной оси, $K_U=3 \cdot 10^{-5}$ эрг/см³ [84]. Эксперименты по рентгеновской дифракции свидетельствуют о том, что тетрагональная кристаллографическая ось параллельна длинной оси вытянутой частицы. Диапазон размеров частиц позволяет им существовать как в монокристаллическом, так и в мультикристаллическом состоянии [84], что определяет разнообразие механизмов изменения намагниченности.

Критический размер монокристаллической частицы может быть рассчитан путем приравнивания магнитоэнтальпической энергии монокристаллической частицы энергии доменной границы двухдоменной частицы. В результате для частицы, имеющей форму эллипсоида вращения, при отношении большой оси к малой 5:1 получен критический радиус монокристаллической частицы ~ 0.1 мкм. Эта величина может изменяться при изменении температуры и внешнего магнитного поля.

Как отмечалось в п.3.1, возможность существования малых магнитных частиц в монокристаллическом состоянии приводит к существенному увеличению коэрцитивности. Для немодифицированного порошка CrO_2 при комнатной температуре она составляет ~ 4.6 кА/м [81]. При модификации оксидом Sb_2O_3 , которая приводит к уменьшению размеров частиц, коэрцитивность возрастает до 28 кА/м [81]. Изменение коэрцитивности при изменении технологических условий изготовления CrO_2 также может быть связано с изменением кристаллографической анизотропии.

По температурным зависимостям коэрцитивности можно судить о характере анизотропии изучаемого материала [68]; в случае преобладания кристаллографической анизотропии

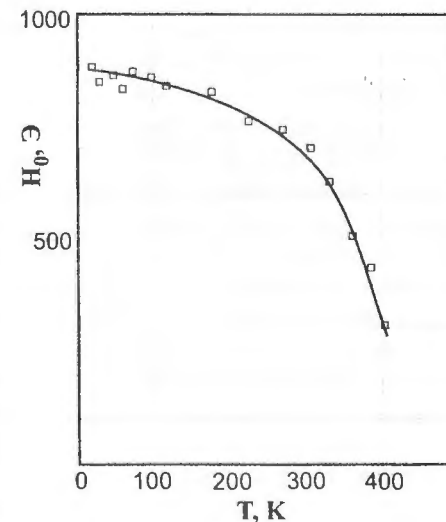


Рис.3.1. Температурная зависимость центра лоренцевского распределения поля анизотропии CrO_2 частиц [85]

температурная зависимость коэрцитивной силы определяется температурной зависимостью величины K_1/M_s ; в случае преобладания анизотропии формы температурная зависимость коэрцитивной силы определяется температурной зависимостью намагниченности насыщения M_s .

Авторами [84] сделан вывод о преобладании анизотропии формы для частиц CrO_2 над кристаллографической анизотропией. Однако, установлено, что существование кристаллографической анизотропии с осью, параллельной оси частицы, приводит к тому, что предпочтительными могут оказаться механизмы перемагничивания *curling* и *buckling*. Это приводит к уменьшению экспериментально измеряемых величин коэрцитивности по сравнению с ожидаемой величиной для анизотропии формы [84]. Эти механизмы перемагничивания обычно наблюдаются в малых полях. В больших полях перемагничивание осуществляется посредством когерентного вращения.

Таким образом, из существования зависимости критического радиуса монодоменности и величины коэрцитивной силы от характера анизотропии частиц (кристаллографической кубической или одноосной или анизотропии формы) можно сделать вывод о чрезвычайной важности вида анизотропии и величины ее энергии в процессах перемагничивания магнитных сред, представляющих собой совокупность мелкодисперсных частиц.

Авторами [85] экспериментальные результаты измерений температурной зависимости объемной намагниченности и коэрцитивной силы хром-диоксидных магнитных лент IBM 3480 в широком температурном диапазоне 1.6K ÷ 400K интерпретированы в рамках теоретической модели [86] с учетом лоренцевской формы распределения анизотропии частиц. По температурным зависимостям намагниченности насыщения M_s и коэрцитивной силы H_c в соответствии с использованной моделью [86] определены центр H_0 и ширина ΔH лоренцевского распределения полей анизотропии, а также температурные зависимости этих величин. Температурная зависимость центра распределения полей анизотропии H_0 представлена на рис.3.1. Вывод об определяющем влиянии анизотропии на характер процесса перемагничивания может быть подтвержден тем, что в диапазоне температур 77K ÷ 400K температурная зависимость ΔH удовлетворительно согласуется с результатами соответствующих измерений ширины распределения полей переключения намагниченности частиц.

Важное значение для процесса перемагничивания монодоменных частиц имеет существование химических неоднородностей состава частицы [77], которые, однако, при описании механизма перемагничивания могут быть сведены к пространственным неоднородностям распределения анизотропии.

3.2.2. Перемагничивание CrO_2 частиц.

Как уже отмечалось, микроструктурный порошок CrO_2 в настоящее

время широко используется в качестве магнитного материала рабочего слоя носителей магнитной аудио- и видеозаписи. Однако, существование температурной зависимости коэрцитивной силы мелкодисперсных частиц CrO_2 открывает возможность использования хром-диоксидных магнитных носителей в качестве сред для регистрации информации терромагнитным способом с оптической или электроннолучевой адресацией [37,87,88].

Диоксид хрома является исторически одним из первых материалов, который наряду с MnBi изучался с точки зрения возможностей его использования для оптической записи информации. Несколько позже были предприняты попытки регистрации на CrO_2 магнитной ленте (CrO_2 -МЛ) видеосигналов оптическим способом [89]. Однако, это направление не получило широкого развития в связи с отсутствием в 60-70-е годы соответствующих малогабаритных оптических источников и в связи с трудностями воспроизведения узкодорожечной терромагнитной записи с хром-диоксидного носителя.

Механизм снижения коэрцитивности нагретых участков CrO_2 -МЛ может быть понят из следующих соображений. В случае, когда для магнитной частицы преобладающей по сравнению с кристаллографической анизотропией является анизотропия формы (что имеет место для мелкодисперсных частиц CrO_2), коэрцитивность отдельной частицы может быть описана следующим соотношением:

$$H_c = (N_1 - N_0)M_s \quad (3.4)$$

где N_0 – коэффициент размагничивания вытянутого сфероид в направлении главной оси, N_1 – коэффициент размагничивания в любом направлении, перпендикулярном главной оси. Локальный нагрев рабочего слоя CrO_2 -МЛ с помощью оптического или электронного луча приводит к уменьшению намагниченности насыщения M_s , температурная зависимость которой представлена на рис.3.2 [37].

Уменьшение M_s с ростом температуры вызывает уменьшение коэрцитивности

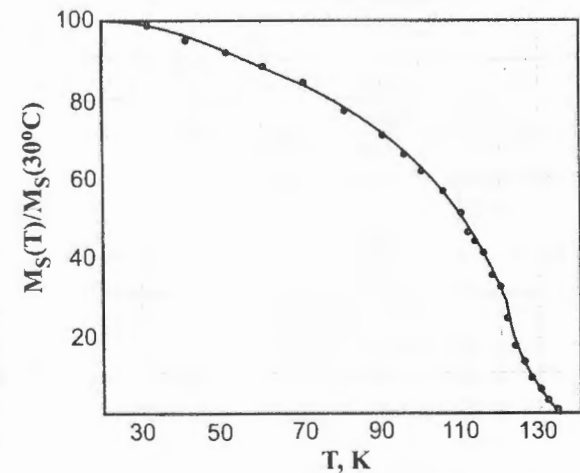


Рис.3.2.

Нормированная температурная зависимость намагниченности насыщения рабочего слоя CrO_2 -МЛ [37]

нагретых участков, что, в свою очередь, позволяет перемагничивать при охлаждении предварительно нагретые участки во внешних полях, напряженность которых может быть существенно меньше напряженности полей, необходимых для перемагничивания участка носителя при комнатной температуре. Иными словами, спад M_s с ростом температуры обуславливает эффективное снижение



Рис.3.3.

Схема реализации узкодорожечной термоостаточной записи на CrO_2 магнитной ленте

ки, подвергнутые нагреву, при соответствующем подборе напряженности поля и температуры возможно перемагничивание лишь предварительно нагретых локальных областей. Такой способ регистрации информации иногда называется термоостаточной записью. Его реализация схематически проиллюстрирована на рис.3.3.

На рис.3.4 [37] изображена зависимость остаточной намагниченности CrO_2 -МЛ при комнатной температуре от напряженности поля, в котором

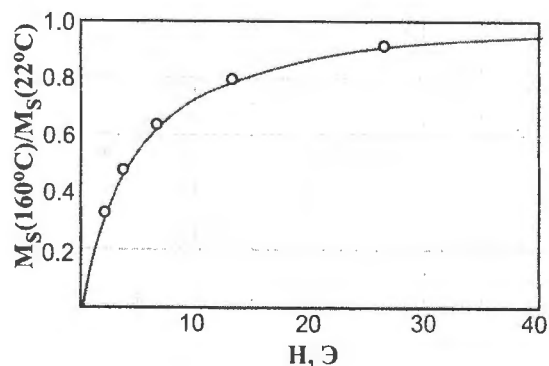


Рис.3.4.

Зависимость остаточной намагниченности предварительно нагретого участка CrO_2 -МЛ при комнатной температуре от напряженности поля, в котором производилось охлаждение [37]

энергии анизотропии, которая в случае преобладания анизотропии формы пропорциональна величине намагниченности насыщения. Снижение анизотропии облегчает возможность переворота намагниченности в направлении приложенного поля.

Таким образом, при формировании внешнего магнитного поля в достаточно широкой пространственной области, захватывающей как холодные участки, так и участ-

производилось охлаждение. Ордината зависимости нормирована на намагниченность насыщения при комнатной температуре. Из существования этой зависимости можно сделать вывод о возможности получения различных величин термоостаточной намагниченности при комнатной температуре, т.е. намагниченности локального участка носителя, подвергнутого нагреву и последующему охлаждению во внешнем магнитном поле. Величина термоостаточной намагниченности определяется напряженностью внешнего поля при постоянной мощности оптического луча или энергии электронного луча, с помощью которых осуществлялся нагрев.

3.3. Термомагнитная запись информации на CrO_2 магнитной ленте.

3.3.1. Экспериментальные исследования.

Из существования зависимости термоостаточной намагниченности от напряженности поля, в котором производилось охлаждение (рис.3.4) можно сделать вывод о возможности реализации термомагнитной аналоговой записи информации в рабочем слое CrO_2 -МЛ [37,89]. Возможна обратная ситуация, когда информационным сигналом модулируется не внешнее магнитное поле, а мощность источника нагрева, например – светового потока [87]. Следует отметить, что использование в качестве источника нагрева электронного луча [21] требует создания для записи достаточно сложных вакуумных систем со шлюзовыми камерами, позволяющими осуществлять транспортировку магнитного носителя. Модуляция информационным сигналом светового потока вызывает необходимость использования мощных световых источников, что не всегда удобно, например, в бытовых системах регистрации информации. Поэтому представляется целесообразным для термомагнитной записи на CrO_2 -МЛ в качестве источника нагрева использовать световой поток (например, газовый или полупроводниковый лазер) и осуществлять модуляцию напряженности поля информационным сигналом (например, с помощью традиционной магнитной головки).

Выбор длины волны источника света, используемого в процессе записи, может быть произведен на основе анализа результатов работы [90], авторами которой проведены исследования спектров отражения монокристаллов MoO_3 и ориентированных пленок CrO_2 , выращенных на рупиловых подложках, в диапазоне от 0.1 до 6.0 эВ. Отмечено возрастание коэффициента поглощения для CrO_2 при энергиях, выше 1.7 эВ. Естественно предположить, что вид спектра поглощения рабочего слоя CrO_2 -МЛ должен быть подвержен также влиянию связующего лака, однако общая тенденция наблюдаемого в пленках роста поглощения при энергиях, выше 1.7 эВ, должна сохраняться. Поэтому целесообразно при записи использовать оптическое излучение указанного спектрального состава.

Авторами [12] исследована возможность термомагнитной записи

информации на стандартной магнитной ленте с помощью полупроводникового лазера с рабочей длиной волны $\lambda=0.82$ мкм, обычно применяемого в накопителях на оптических и магнитооптических дисках. При использовании стандартного объектива с числовой апертурой 0.4 при мощности лазера 3 мВт и длительности лазерного импульса 10 мсек удается сформировать домены диаметром 2 мкм, что обеспечивает получение плотности записи $10^7 \div 10^8$ бит/см².

Технологические особенности регистрации цифровой и аналоговой информации, полутоновых изображений исследовались в работах [87,89,91]. Из результатов проведенных исследований можно сделать вывод о том, что качественные характеристики такого способа записи сравнимы с соответствующими характеристиками магнитной записи с высокочастотным подмагничиванием. К преимуществам термомагнитной записи на CrO₂-МЛ, по-видимому, следует отнести: 1) возможность получения узких дорожек записи, расположенных с высокой плотностью на ленте; 2) отсутствие механического контакта между записывающим элементом и носителем записи, отсутствие их износа; 3) возможность записи с высокой скоростью; 4) линейность и протяженность амплитудной характеристики на высоких частотах. Таким образом, можно заключить, что основной областью использования термомагнитной записи на хром-диоксидной ленте может быть многодорожечная модуляционная или цифровая запись, в том числе – видеозапись.

Одной из основных трудностей практического применения термомагнитной записи на CrO₂-МЛ является проблема воспроизведения. Использование для этих целей индукционных магнитных головок малоэффективно в связи с малой шириной дорожки записи, что определяет малую э.д.с. индукции. Непосредственное оптическое считывание информации с носителя, основанное на магнитооптических эффектах Фарадея или Керра, весьма проблематично, т.к. непрозрачность рабочего слоя НМЗ исключает возможность применения эффекта Фарадея, а низкие значения магнитооптических параметров среды и высокий уровень шумов затрудняют использование отражательных эффектов Керра.

Предпринимались попытки использования магниторезистивных головок [37] и методики контактного копирования сформированного в процессе термомагнитной записи распределения остаточной намагниченности в рабочем слое CrO₂-МЛ на эпитаксиальные феррит-гранатовые пленки с высокой магнитооптической добротностью [6]. Причем при контактном копировании реализовывался случай, когда поле рассеяния сигналаграммы превышало поле коллапса собственной ДС гранатовой пленки, т.е. происходила полная перестройка собственной ДС в соответствии с пространственной структурой полей рассеяния. Далее будет показано, что более предпочтительным способом воспроизведения узкодорожечной термомагнитной записи является методика, основанная на описанном в предыдущем разделе явлении модуляции ширины доменов собственной плоскопараллельной

полосовой ДС в поле рассеяния сигналаграммы. Таким способом были измерены экспериментальные зависимости термоостаточной намагниченности рабочего слоя CrO₂-МЛ от тока в обмотке магнитной головки записи (см. рис.2.4) и от плотности энергии оптического излучения, которое использовалось в качестве источника нагрева в процессе записи (см. рис.2.5). Зависимости такого типа отражают возможность выбора различных режимов осуществления термомагнитной записи на CrO₂-МЛ с целью получения различных уровней остаточности.

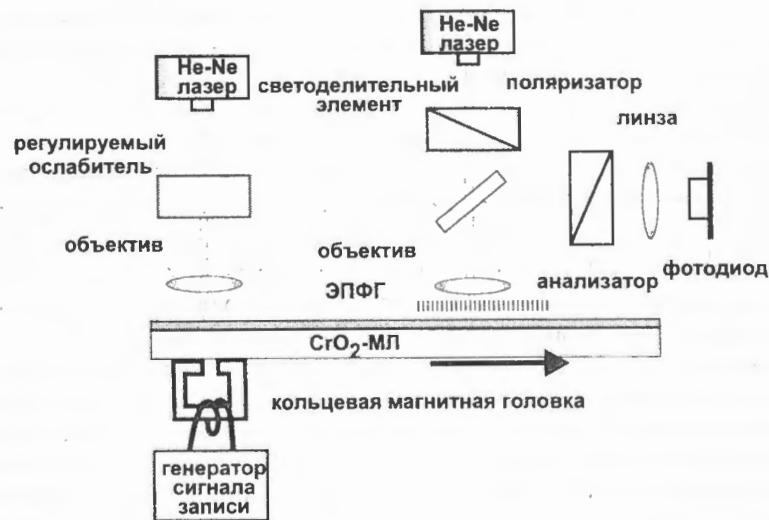


Рис.3.5.

Блок-схема экспериментальной установки для термомагнитной записи информации на CrO₂-МЛ и магнитооптического воспроизведения

Результаты экспериментальных исследований термомагнитной записи информации на CrO₂-МЛ описаны в работах [92,93]. Исследование режимов и характеристик записи производилось с помощью экспериментальной установки, блок-схема которой изображена на рис.3.5. Использовалась хром-диоксидная магнитная лента ORWO-640 с толщиной рабочего слоя $h''=9$ мкм и толщиной основы $h''=18$ мкм. Нагрев локального участка рабочего слоя CrO₂-МЛ осуществлялся лучом гелий-неонового лазера ЛГ-79/1, сфокусированным на ее поверхности в пятно диаметром ~ 5 мкм. Оптическая мощность изменялась в пределах $0 \div 25$ мВт в режиме непрерывной генерации. В качестве источника внешнего магнитного поля использовалась индукционная магнитная головка с широким зазором, которая помещалась со стороны основы ленты. На обмотку

головки подавался гармонический сигнал с возможностью изменения частоты и амплитуды.

Для воспроизведения и измерения параметров полученных сигналограмм использовалась Vi-ЭПФГ состава $(Y, Tm)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$, имеющая намагниченность насыщения $M_s = 17.9$ Гс и период собственной ДС в размагниченном состоянии $l = 80$ мкм. Ориентация Vi-ЭПФГ производилась вращением пленки вокруг перпендикулярной к ее поверхности оси до получения минимального расстояния между соседними максимальными отклонениями ДГ собственной плоскопараллельной полосовой ДС. Амплитуда отклонений локальных участков ДГ производилась с помощью поляризационного микроскопа.

Экспериментально была определена чувствительность способа термомагнитной регистрации информации на CrO_2 -МЛ, которая зависит от напряженности внешнего магнитного поля и может достигать 10^{-1} Дж/см². Последнее значение было получено для максимальной величины поля (тока в обмотке магнитной головки), дальнейшее увеличение которого приводит к перемагничиванию ленты в широкой пространственной области через основу ленты. Полученная ширина дорожки записи изменялась в пределах от 5 до 10 мкм в зависимости от скорости протяжки ленты и оптической мощности.

Экспериментально измеренные зависимости остаточной намагниченности от параметров режима записи, приведенные на рис.2.4 и рис.2.5, подтверждают высказанное предположение о том, что перемагничивание хром-диоксидных мелкодисперсных частиц определяется энергией анизотропии формы частиц, которая пропорциональна величине намагниченности насыщения. Уменьшение последней с ростом температуры делает возможным изменение магнитного состояния частиц в полях, напряженность которых недостаточна для перемагничивания частиц без предварительного нагрева.

Полученные значения чувствительности способа регистрации информации на хром-диоксидном носителе свидетельствуют о его конкурентоспособности по сравнению с другими известными в настоящее время средами для термомагнитной записи, особенно если принять во внимание его доступность, технологичность и дешевизну. Таким образом, основной проблемой, препятствующей практическому использованию хром-диоксидного носителя, является проблема воспроизведения, которая будет рассмотрена в следующем разделе.

3.2.3. Магнитооптическое воспроизведение термомагнитной записи на CrO_2 -МЛ.

В основу метода магнитооптического воспроизведения узкодорожной термомагнитной записи информации на CrO_2 -МЛ может быть положено рассмотренное в предыдущей главе явление модуляции ширины полосовых доменов собственной плоскопараллельной полосовой ДС ЭПФГ в полях рассеяния при

условии, что нормальная составляющая H_{\perp} поля рассеяния не превышает поля коллапса H_0 собственной ДС [94]. Как следует из выражения (2.8), в этом случае амплитуда изгиба ДГ пропорциональна остаточной намагниченности соответствующего локального участка сигналограммы. Такая пропорциональность сохраняется и при стабилизации собственной плоскопараллельной полосовой ДС дополнительным "несущим" НМЗ (см. (2.16), п.2.3).

Если распределение остаточной намагниченности НМЗ описывается некоторой функцией $M_y(x)$, то с помощью методов численного гармонического анализа можно показать, что магнитооптическая регистрация отклонений локальных участков ДГ $u(x)$ позволяет восстановить вид функции, т.е. осуществить воспроизведение произвольного распределения остаточной намагниченности НМЗ (см. п.2.2.2).

Магнитооптическая регистрация $u(x)$ позволяет осуществить воспроизведение как аналоговой, так и цифровой информации. По сравнению с известным ранее магнитооптическим способом воспроизведения [6], основанном на полной перестройке ДС при условии $H_{\perp} > H_0$, рассматриваемый способ имеет более высокую чувствительность. Она ограничена значением H_{\perp}' , соответствующим $u'(x) = \lambda$, где λ - длина волны оптического излучения, используемого для магнитооптической регистрации. При этом минимальная ширина дорожки записи

ограничивается шириной домена собственной плоскопараллельной полосовой ДС, а динамический диапазон - значением H_{\perp}' , соответствующим $u''(x)$, равному половине ширины домена. Кроме того, такой способ позволяет воспроизводить более широкий диапазон пространственных периодов сигналов и имеет более высокое быстродействие.

Магнитооптическая головка воспроизведения, действие которой основано на рассматриваемом явлении модуляции ДГ или ширины доменов собственной ДС ЭПФГ, может быть построена аналогично считывающим оптическим головкам устройств с маг-

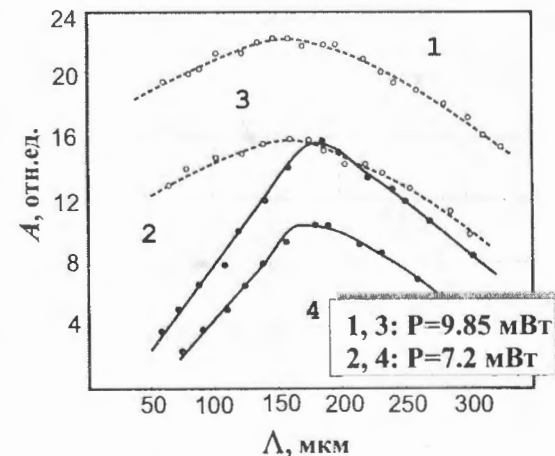


Рис. 3.6.

Зависимости нормированной амплитуды отклонения ДГ Vi-ЭПФГ от длины волны воспроизводимого сигнала для различных величин оптической мощности и постоянной амплитуды тока в обмотке головки записи

нитооптическим носителем информации [95]. Облучение пленки осуществляется через ее подложку, причем световой поток фокусируется так, что при $H \perp H_0$ он проходит через объем пленки, содержащий вынужденную ДС, сформированную полями рассеяния дорожки термоостаточной записи, а при $H \perp < H_0$ центр светового пятна совпадает с ДГ собственной плоскопараллельной полосовой ДС в исходном состоянии ($H \perp = 0$). Для увеличения эффективности использования лазера и повышения контраста регистрируемого распределения намагниченности в пленке на ее поверхность наносится диэлектрический слой, служащий зеркалом для лазерного излучения. Они включают лазер; оптическую схему фокусировки линейно поляризованного светового пучка на магнитной пленке, помещенной в поле рассеяния дорожки термоостаточной записи на НМЗ; полупрозрачное зеркало, позволяющее выделить и направить отраженный от пленки световой поток на дифференциальную магнитооптическую схему, которая содержит полупрозрачное зеркало, анализаторы, фотоприемники и дифференциальный усилитель. Магнитооптическая пленка, применяемая в таких головках, должна иметь высокую чувствительность к полям рассеяния дорожки записи на НМЗ и обеспечивать высокое отношение сигнал/шум при магнитооптическом воспроизведении.

В магнитооптических головках расстояние между фокусирующим объективом и магнитооптической пленкой остается постоянным. Это исключает необходимость автоматического позиционирования светового пятна на пленке и открывает возможность применения высокоапертурной фокусирующей оптики,

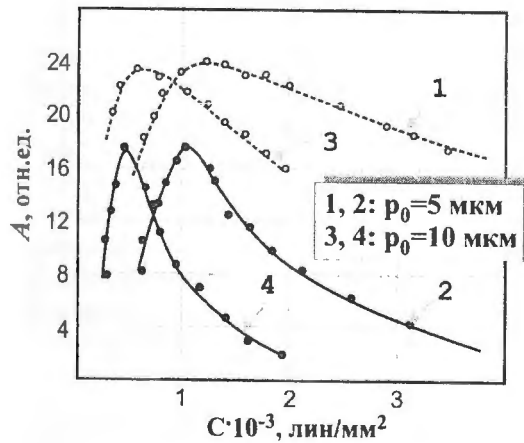


Рис.3.7.

Зависимости нормированной амплитуды изгиба доменной границы Vi-ЭПФГ от поверхностной плотности записи для различных величин шага дорожек p_0

включая иммерсионную, для повышения чувствительности при воспроизведении термоостаточной записи с малыми пространственными периодами.

Результаты исследования возможностей магнитооптического воспроизведения узкодорожечной термоостаточной записи на CrO_2 -МЛ описаны в работах [92,94]. Измерения проводились с помощью экспериментальной установки, блок-схема которой изображены на рис.3.5. Параметры использованных хром-диоксидной ленты и магнитооптической пленки (Vi-ЭПФГ) описаны в предыдущем разделе.

На рис.3.6 представлены экспериментальные зависимости нормированной амплитуды изгиба доменной границы Vi-ЭПФГ $A = u(x)/u_0$ от длины волны Λ записанного на CrO_2 -МЛ сигнала для различных величин остаточной намагниченности ленты, где u_0 – минимальное регистрируемое отклонение локального участка ДГ, определяемое предельным разрешением микроскопа. Кривые 1 и 2 соответствуют контактному копированию, при котором Vi-ЭПФГ приводилась в контакт непосредственно с запоминающей средой CrO_2 -МЛ. Кривые 3 и 4 регистрировались при контактировании Vi-ЭПФГ с основой CrO_2 -МЛ. Распределения остаточной намагниченности были одни и те же для кривых 1 и 2 и для кривых 3 и 4. Изменялись лишь условия процесса копирования.

Причины существования максимумов зависимостей на рис.3.6 проанализированы в п.2.2.1. Из рисунка видно, что кривые 2 и 4 имеют более резко спадающие коротковолновые участки по сравнению с кривыми 1 и 3, что определяется более быстрым уменьшением эффективности копирования высокочастотных сигналов с увеличением зазора между рабочим слоем НМЗ и средой, на которую производится копирование (см. выражение (2.8)). Из анализа представленных зависимостей можно заключить, что воспроизведение магнитных сигналограмм посредством контактного копирования через основу CrO_2 -МЛ приводит к некоторому сужению частотного диапазона, в котором глубина модуляции ДГ велика, что, естественно, повлечет за собой снижение плотности записи при необходимости получения высокого отношения сигнал/шум при воспроизведении.

По экспериментальным результатам, представленным на рис.3.6, были рассчитаны величины поверхностных плотностей записи, которые возможно получить при данном способе регистрации информации. Результаты представлены на рис.3.7. Режим записи изображенных кривых соответствует режиму записи для кривых 1 и 2 на рис.3.6. Так же, как и на

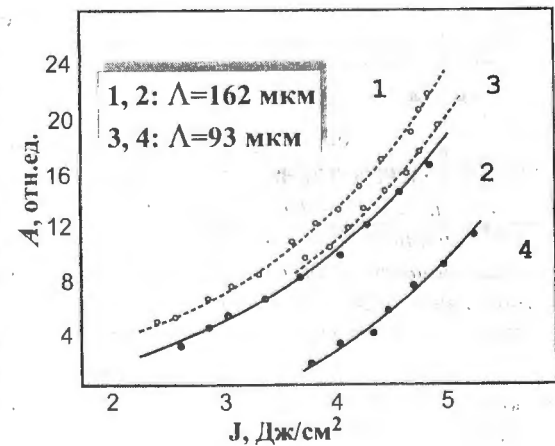


Рис.3.8.

Зависимости нормированной амплитуды изгиба ДГ Vi-ЭПФГ от плотности энергии оптического излучения при постоянной амплитуде тока в обмотке сигнальной головки $i = 28$ мА в процессе термоостаточной записи для различных пространственных периодов сигнала

рис.3.6, пунктирные кривые регистрировались при контактировании Vi-ЭПФГ непосредственно с запоминающей средой CrO₂-МЛ, а сплошные кривые – при контактировании через основу ленты. Для кривых 1 и 2 шаг дорожек записи $p_0=5$ мкм, а для кривых 3 и 4 – $p_0=10$ мкм. При меньшем шаге дорожек возможно получение большей плотности записи при большей глубине модуляции ДГ Vi-ЭПФГ, которая определяет уровень сигнала воспроизведения.

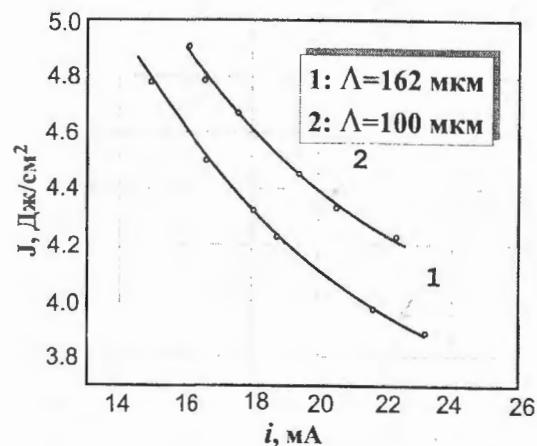


Рис.3.9.

Параметры режима термоостаточной записи на CrO₂-МЛ, при котором нормированная амплитуда изгиба ДГ остается постоянной ($A=19$ отн.ед.) при копировании через основу для различных пространственных периодов сигнала.

при больших значениях тока в обмотке сигнальной магнитной головки и плотности энергии оптического излучения при прочих равных условиях.

На рис.3.9 представлены кривые, которые для двух различных частот характеризуют параметры такого режима термоостаточной записи, при котором величина A сохраняется постоянной (в данном случае 19 отн.ед.) при воспроизведении посредством контактного копирования через основу ленты. С помощью подобных кривых может быть выбран режим записи в зависимости от конкретных характеристик системы записи-воспроизведения (способа создания внешнего магнитного поля, мощности используемого источника света и т.п.).

Таким образом, проведенный анализ позволяет сделать вывод о возможности с помощью существующих высококачественных Vi-ЭПФГ с высокой

магнитооптической добротностью воспроизведения узкодорожечных магнитных сигналограмм, сформированных в запоминающей среде CrO₂-МЛ по методике термоостаточной записи. В частности, возможно такое воспроизведение без механического контакта между запоминающей средой CrO₂-МЛ и элементами системы воспроизведения в ограниченном диапазоне частот воспроизводимых сигналов с достаточно высоким уровнем сигнала воспроизведения. Последнее обстоятельство повышает конкурентоспособность регистрирующих сред на основе диоксида хрома по сравнению с другими средами для оптической регистрации информации.

3.3.3. Хром-диоксидный носитель как альтернатива традиционным магнитным и магнитооптическим носителям информации.

Оптические методы регистрации информации, позволяющие осуществить запись, считывание и стирание информации без механического контакта между оптической головкой и магнитооптическим носителем, а также обеспечить высокую плотность регистрации информации, потенциально ограниченную лишь длиной волны оптического излучения, являются привлекательной альтернативой обычным методам магнитной записи на лентах и дисках. Хотя в настоящее время магнитная запись на движущийся носитель все еще является одним из самых широко распространенных и изученных способов регистрации информации. В первую очередь это определяется доступностью и хорошо отработанной технологией производства магнитных носителей, допускающих проведение множества циклов запись-стирание без заметного изменения свойств носителя. Однако, магнитные носители уступают оптическим по такому существенному параметру, как плотность записи. Предельно достижимая при магнитной записи плотность определяется совокупностью свойств используемых для записи и воспроизведения магнитных головок и магнитного носителя [39]. Ее верхний предел соответствует минимальной ширине перехода намагниченности в среде записи, которая определяется, в основном, эффектами размагничивания, зависящими от магнитных свойств и толщины среды записи. Существование размагничивания приводит к эффективному уширению перехода намагниченности и накладывает ограничения на минимальное расстояние между двумя соседними переходами.

Современные исследования в области магнитной записи направлены в первую очередь на совершенствование магнитных носителей и головок с целью получения высоких характеристик сигнала воспроизведения при высокой плотности записи. В развитии технологии магнитных носителей различаются 2 направления [96]: 1) создание сред с перпендикулярной компонентой намагниченности, которые имеют отличающуюся от продольных сред структуру полей размагничивания вблизи перехода намагниченности, что позволяет уменьшить расстояние между двумя соседними переходами намагниченности и, тем самым, повысить плотность записи;

2) создание сред из более мелкодисперсных частиц, что позволяет получить большее количество частиц в единице объема с целью повышения отношения сигнал/шум при воспроизведении, а также получить более гладкие, однородные поверхности магнитных носителей, что также обеспечивает повышение отношения сигнал/шум. Магнитная запись с перпендикулярным намагничиванием требует либо разработки технологии особых однополюсных головок, либо специфической ориентации носителя относительно полюсов особой головки, либо разработки технологии двухслойного носителя.

Последовательный анализ процесса высокоплотной магнитной записи, результаты которого изложены в [97], позволил авторам прийти к заключению о том, что теоретический предел плотности магнитной записи составляет 10^9 бит/см². Он определяется ограничениями сред записи, шумами усиления и квантовой природой эффектов. В современной аппаратуре магнитной записи-воспроизведения этот предел еще не достигнут и плотность записи в лучших образцах составляет 10^7 бит/см².

Термомагнитная запись информации на традиционном CrO₂-НМЗ, механизм которой был рассмотрен выше, имеет по крайней мере одно существенное преимущество по сравнению с обычной магнитной записью. Оно связано с возможностью получения ширины дорожки записи, на порядок меньшей, чем при записи обычной головкой. Это обеспечивает повышение на порядок поверхностной плотности при использовании обычных головок и обычного носителя. Получение повышения продольной плотности записи вдоль дорожки записи при использовании методики термоостаточной записи на CrO₂-НМЗ невозможно, т.к. в этом случае, как и при обычной магнитной записи, продольная плотность определяется шириной перехода намагниченности и эффектами размагничивания.

Другим преимуществом термомагнитной записи на CrO₂-НМЗ, по сравнению с обычной магнитной записью, следует считать отсутствие контакта между носителем и элементами системы записи и воспроизведения, т.к. и сигнальная головка, и магнитооптическая пленка при копировании могут располагаться со стороны основы ленты.

Недостатком термомагнитной записи на CrO₂-НМЗ по сравнению с традиционной магнитной записью является необходимость использования оптической головки воспроизведения.

Повышение поверхностной плотности записи при использовании методики термоостаточной записи, очевидно, позволит осуществить цифровую запись сигналов звукового диапазона на CrO₂-НМЗ без использования сложной механики вращающихся блоков магнитных головок системы U-Matic и R-DAT и без использования технологически сложных многоканальных головок систем DASH и S-DAT [98].

С точки зрения исследования перспективности использования CrO₂-НМЗ

для термомагнитной записи информации представляет интерес сравнение их функциональных возможностей с соответствующими характеристиками магнитооптических носителей, предназначенных для термомагнитной регистрации информации и являющихся в настоящее время объектами многочисленных исследований в связи с работами по созданию на их основе накопителей для ЭВМ и бытовой аппаратуры звуковой и видеозаписи.

Как показано выше, физические механизмы термомагнитной записи основаны на локальном нагреве носителя до некоторой критической температуры (температуры Кюри, температуры спиновой компенсации, температуры блокировки и т.п. в зависимости от специфики материала) и последующем охлаждении в магнитном поле, которое может быть как внешним, так и внутренним – полем рассеяния от окружающих участков, которые не подвергались нагреву [99].

Наиболее широко распространенными и исторически первыми в плане практического использования для термомагнитной записи информации были сплавы “редкая земля-переходной металл” (РЗ-ПМ), среди большого разнообразия которых основное внимание уделяется сплавам системы (Tb,Gd)_x(Fe,Co)_{1-x} с $0.2 \leq x \leq 0.3$ [100]. Они характеризуются коэрцитивной силой ~ 3 кЭ и имеют температуру Кюри $\sim 190^\circ\text{C}$. Использование (Tb,Gd,Fe,Co) для термомагнитной записи информации позволяет получить плотность записи $\sim 4 \cdot 10^7$ бит/см² при отношении сигнал/шум ~ 50 дБ при воспроизведении [101]. Энергетическая чувствительность при записи и разрешающая способность носителя в сильной степени зависят от химического состава пленок и изменяются от $\sim 10^{-1}$ Дж/см² до максимального значения $\sim 10^{-3}$ Дж/см² в пленках с механизмом записи в точке спиновой компенсации.

Воспроизведение информации, записанной термомагнитным способом на магнитооптических носителях, осуществляется с использованием магнитооптического эффекта Фарадея (для прозрачных носителей) или отражательных магнитооптических эффектов Керра (для непрозрачных носителей). При воспроизведении используется зондирующее оптическое излучение меньшей мощности, чем при записи, или вне спектральной области чувствительности магнитооптического материала, чтобы в процессе воспроизведения не происходило стирание воспроизводимой информации.

Следует отметить, что широкому использованию наиболее распространенных в настоящее время магнитооптических носителей информации – аморфных пленок РЗ-ПМ – препятствует ряд технологических трудностей из производства. Весьма сложным оказывается получение высокой однородности материала с требуемыми свойствами на достаточно большой площади, с также получение стабильности свойств в течение множества циклов записи-стирание. Кроме того, существенной проблемой является защита поверхности носителя от окисления на воздухе.

Как следует из проведенного анализа, хром-диоксидные среды при

использовании их для термомагнитной регистрации информации уступают по плотности и энергетической чувствительности лишь лучшим магнитооптическим носителям. Однако, плотность термомагнитной записи на CrO_2 -НМЗ $\sim 10^7$ бит/см² и энергетическая чувствительность $\sim 10^{-1}$ Дж/см² находятся внутри диапазонов соответствующих величин для магнитооптических носителей.

Вместе с тем, существенным преимуществом хром-диоксидных носителей является их доступность, технологичность, высокая однородность магнитных свойств по поверхности материала, стабильность свойств во времени и в течение множества циклов запись-воспроизведение-стирание.

Таким образом, можно заключить, что при условии решения проблемы воспроизведения, термомагнитная запись информации на CrO_2 -НМЗ оказывается способной конкурировать с термомагнитной записью на магнитооптических носителях. Несколько меньшие, по сравнению с магнитооптическими носителями, величины плотности записи и энергетической чувствительности компенсируются отсутствием необходимости разработки технологии производства носителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Flaitman J.H.J. Recording head field measurements with a magnetoresistive transducer // IEEE Trans.Magn.- 1978.- V.MAG-14, N2.- P.443.
2. Lusting C.D., Baird A.W., Charette W.F., Minden H., Maloney W.T., Kurtzing A.G. High resolution magnetic field measurement system for recording heads and disks // Rev.Sci.Instrum.- 1979.- V.50, N3.- P.321.
3. Hoyt R.F., Heim D.E., Best J.S., Horng C.T. Direct measurement of recording head fields using a high resolution inductive loop // J.Appl.Phys.- 1984.- V.55.- P.2241.
4. Арутюнов М.Г. Феррография // М., Энергоиздат.- 1982.- 312С.
5. Tanaka S., Imamura N. The thermomagnetic writing and erasing properties and Kerr rotation of amorphous RE-Fe films / JMMM.- 1983.- V.35, N1.- P.205.
6. Введенский Б.С., Лисовский Ф.В., Червоненкис А.Я. Магнитооптическая визуализация магнитной записи // Техника кино и телевидения.- 1978.- №6.- С.11-16.
7. Transducteur magneto-optique // La Revue Polytechnique.- 1986.- N1482.- P.1383.
8. Imamura N., Mimura Y., Kobayashi T. Contact printing in amorphous (Gd,Tb,Dy)-Fe alloy // J.Appl.Phys.- 1977.- V.48, N6.- P. 2634.
9. Hilter D.M. Copy tape for thermomagnetic duplication // IEEE Trans.Magn.- 1987.- V.MAG-23, N5.- P.3184.
10. Tjaken D.L.A., Rijckaert A.M.A. Theory of an hysteretic contact duplication // IEEE Trans.Magn.- 1971.- V.MAG-7.- P.532.
11. Дидык Э.П., Калюжный А.Д., Коваленко В.Ф., Куц П.С. Сохацкий В.П. Копирование и магнитооптическая визуализация информации магнитных сигналограмм // Фундаментальные основы оптической памяти и среды.- 1988.- №19.- С.62.
12. Антонов В.А., Гусев М.Ю., Котов В.А., Неустроев Н.С., Гусев В.Ю., Юдичев А.И. Термомагнитная запись информации на магнитной ленте на основе хром-диоксида и магнитооптическая визуализация записи // Тез.докл. XII Всес. школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники".- Новгород, 1990.- Ч.2.- С.233.
13. Григорьев В.А., Оорбинский С.П., Быстров М.В. Влияние переменного магнитного поля на характер перемагничивания монокристаллических пленок // Письма в ЖТФ.- 1987.- Т.13, Т18.- С.1117.
14. Герус С.В., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г. Доменная структура одноосных магнитных пленок в магнитных полях с пространственной периодичностью // Микроэлектроника.- 1981.- Т.10, Т6.- С.506.
15. Гуревич В.А., Иткис М.Е., Михайлов Б.М. Перестройка доменной структуры прозрачных ферромагнетиков во внешнем магнитном поле // ФТТ.- 1977.- Т.19,

- №3.- С.761.
16. Щеглов В.И. Некоторые свойства дифракции света на доменной структуре // ФТТ.- 1973.- Т.15, №4.- С.1046.
 17. Давиденко И.И., Дидык Э.П., Калюжный А.Д., Коваленко В.Ф., Колежук Е.С., Куц П.С., Тычко А.В. Устройство копирования информации магнитных сигналограмм // А.с.СССР №1411817.
 18. Рандошкин В.В., Червоненкос А.Я. Прикладная магнитооптика // Энергоатомиздат, М.- 1990.- 319С.
 19. Балбашов А.М., Червоненкис А.Я. Магнитные материалы для микроэлектроники // Энергия, М.- 1979.- 148С.
 20. Hansen P., Witter K., Tolksdorf W. Magnetic and magneto-optic properties of bismuth and aluminum-substituted iron garnet films // J.Appl.Phys.- 1984.- V.55, N4.- P.1052.
 21. Дереновский М.В., Лысак В.В., Шмарев Е.К. Магнитооптический пространственно-временной модулятор света // Автметрия.- 1985.- №2.- С.81.
 22. О'Делл Т. Магнитные домены высокой подвижности // М., Мир.- 1978.- 199С.
 23. Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И. Цилиндрические магнитные домены и их решетки // Наукова думка, К. -1994.
 24. Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Чижик Е.С. Формирование рефлексивных доменных структур при монополярном и циклическом намагничивании одноосных магнитных пленок // ЖЭТФ.- 1991.- Т.100, №5(11).- С.1606.
 25. Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И., Денисов С.И. Дрейф доменных границ в осциллирующем магнитном поле // ЖЭТФ.- 1990.- Т.98, №4(10).- С.1345.
 26. Моносов А.Я., Набокин П.И., Тулайкова А.А. Использование перестраиваемой решетки из магнитных доменов в оптоэлектронике // Микроэлектроника.- 1977.- Т.6, №3.- С.211.
 27. Филиппов Б.Н., Лебедев Ю.Г., Оноприенко Н.Г. К теории полосовой доменной структуры тонких ферритмагнитных пленок // ФММ.- 1974.- Т.38, №4.- С.702.
 28. Kooy C., Enz U. Experimental and theoretical study of the domain configuration in thin layers of BaFe₁₂O₁₉ // Phil.Res.Rep.- 1960.-V.15, N1.- P.7.
 29. Hagedorn F.B. Instability of an isolated straight magnetic domain wall // J.Appl.Phys.- 1970.- V.41, N3.- P.1161.
 30. Dikshstein I.E., Nikitov S.A., Tarasenko V.V., Kim C.K. Critical domain structures in periodically inhomogeneous films // JMMM.- 1994.- V.129.- P. 226.
 31. Kurtzing A.J., Shockley W. A new direct measurement of the domain wall energy of the orthoferrites // IEEE Trans.Magn.- 1968.- V.MAG-4, N3.- P.426.
 32. Klein D., Engemann J. Bloch memory. Dams for stripe domain confinement // J.Appl.Phys.- 1985.- V.57, N1.- P.4071.
 33. Подужайло В.Г., Редько В.Г., Бабушкин Г.А. Стабилизация массива полосовых

- магнитных доменов с помощью параллельных канавок в доменосодержащей пленке // Микроэлектроника.- 1986.- Т.19, №4.- С.348.
34. Давиденко И.И., Дидык Э.П., Калюжный А.Д., Ляхимец С.Н. Модуляция доменной границы эпитаксиальной феррит-гранатовой пленки полями рассеяния магнитной сигналограммы // Техника средств связи.- 1989.- №4.- С.103.
 35. Давиденко И.И., Гладкий С.А., Дидык Э.П., Куц П.С., Лапшиков А.А., Ляхимец С.Н. Пространственная модуляция доменной границы эпитаксиальной феррит-гранатовой пленки полями рассеяния магнитной сигналограммы // Укр.физ.журн.- 1991.- Т.36, №1.- С.103.
 36. Davidenko I.I., Kovalenko V.F. Domain patterns in garnet film in spatially periodic magnetic field // European Magnetic Materials & Applications Conference.- Kosice, 1993.- P.295.
 37. Waring R.K. CrO₂-based thermomagnetic information storage and retrieval system // J.Appl.Phys.- 1971.- V.42, N4.- P.1763.
 38. Davidenko I.I., Kovalenko V.F., Volik V.V. Domain configuration in uniaxial garnet film in spatially periodic magnetic field // 14th International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces.- Dusseldorf, 1994.- P.634.
 39. Лауфер М.В., Крыжановский И.А. Теоретические основы магнитной записи // Наукова думка, Киев.- 1982.
 40. Malinson J.C., Bertram H.N., Steele C.W. A theory of contact printing // IEEE Trans.Magn. - 1971.- V.MAG-7, N3.- P.524.
 41. Tokumaru H., Nomura T. Application of magneto-optic readout to a video signal / / NHK Lab.Note.- 1983.- N285.- P.1.
 42. Давиденко И.И., Дидык Э.П., Калюжный А.Д., Ляхимец С.Н., Тычко А.В. Способ определения распределения остаточной намагниченности носителей магнитной записи // Авторское свидетельство СССР №727170.
 43. Davidenko I.I., Kovalenko V.F., Lyakhimets S.N., Maslova O.V. Properties of Bi-substituted epitaxial garnet films which used for contact printing // Proc.of Int.Conf. on Magnetism (ICM'95).- Warsaw, 1995.- P.447.
 44. Давиденко И.И., Дидык Э.П., Коваленко В.Ф., Куц П.С., Тычко А.В. Измерение плотности энергии доменной границы магнитооптических материалов // Укр.физ.журн.- 1991.- Т.36, №6.- С.914.
 45. Давиденко И.И., Коваленко В.Ф., Тычко А.В. Измерение плотности энергии доменной границы магнитооптических материалов // Тез.докл. XIII Всес.школьсеминара „Новые магнитные материалы микроэлектроники”. - Астрахань, 1993.- С.186.
 46. Давиденко И.И., Дидык Э.П., Калюжный А.Д., Коваленко В.Ф., Тычко А.В. Способ определения плотности энергии доменной границы магнитооптических материалов // Авторское свидетельство СССР №1817564.

47. Shaw R.W., Hill D.E., Sandorf R.M., Moody J.W. Determination of magnetic bubble film parameters from stripe domain measurements // *J. Appl. Phys.*- 1973.- V.44, N5.- P.2346.
48. Davidenko I.I., Volik V.V. Domain structure of epitaxial ferrite-garnet film in magnetic field with two-dimensional periodicity // *J. Inf. Rec.*- 1996.- V.31.- P.325.
49. Волик В.В., Давиденко И.И., Коваленко В.Ф., Ляхимец С.Н. Доменная структура эпитаксиальной феррит-гранатовой пленки в магнитном поле с двумерной периодичностью // *Микроэлектроника.*- 1996.- Т.25, №6.- С.467.
50. Семенцов Д.И., Морозов А.М. Дифракция электромагнитных волн на периодических магнитных структурах, I // *Изв. ВУЗов, сер. физика.*- 1975.- №2.- С.67.
51. Морозов А.М., Семенцов Д.И., Корнев Ю.В. Дифракция электромагнитных волн на периодических магнитных структурах, II // *Изв. ВУЗов, сер. физика.*- 1975.- №5.- С.64.
52. Borkowska A. Magneto-optical diffraction and modulation in thin garnet films // *Phys. St. Sol. (a).*- 1985.- V.88.- P.601.
53. Семенцов Д.И., Морозов А.М. Магнитооптические характеристики регулярных доменных структур для оптоэлектроники // *Микроэлектроника.*- 1979.- Т.8, №2.- С.99.
54. Гладкий С.А., Давиденко И.И., Коваленко В.Ф., Ляхимец С.Н. Магнитооптическая дифракция света на структуре с периодическим нарушением симметрии // *Укр. физ. журн.*- 1993.- Т.38, №11.- С.998.
55. Гречишкин Р.М., Зубков Ю.Н., Семенцов Д.И. Дифракция света на полосовой доменной структуре с волнистыми границами // *Письма в ЖТФ.*- 1989.- Т.15, №9.- С.45.
56. Есиков О.С., Каменщиков Г.Д. Брэгговская дифракция волноводных оптических мод на структуре намагниченности, индуцированной магнитной лентой // *Письма в ЖТФ.*- 1987.- Т.13, №8.- С.468.
57. Гаврилин С.Н., Никитов С.А. Преобразование оптических мод в магнитном волноводе с лабиринтной доменной структурой // *Оптика и спектроскопия.*- 1988.- Т.64, №4.- С.869.
58. Есиков О.С., Каменщиков Г.Д. Многолучевая брэгговская дифракция волноводного света в гиротропной пленке // *Письма в ЖТФ.*- 1989.- Т.15, №4.- С.81.
59. Гаврилин С.Н., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.К., Никитов С.А. Корреляционный и спектральный анализ нерегулярных доменных структур в магнитных пленках // *ФТТ.*- 1990.- Т.32, №6.- С.1713.
60. Гаврилин С.Н., Никитов С.А. Дифракция света на нерегулярной доменной структуре // *Оптика и спектроскопия.*- 1990.- Т.69, №4.- С.885.
61. Kurtzing A.J. Faraday rotation in birefringent crystals // *J. Appl. Phys.*- 1971.- V.42,

N9.- P.3494.

62. Смоленский Г.А. Физика магнитных диэлектриков // *Л.*, 1973.- 418С.
63. Давиденко И.И., Иванова Т.Д., Колежук Е.С., Коваленко В.Ф., Куц П.С., Шмарев Е.К. Влияние магнитного двулучепреломления на дифракционную эффективность считывания информации // *Вестник Киевского университета.*- 1987.- Т.28.- С.114.
64. Тронько В.Д. Прохождение светового потока через среду, обладающую линейным и квадратичным магнитооптическими эффектами // *Оптика и спектроскопия.*- 1970.- Т.29, №2.- С.354.
65. Звездин А.К., Попков А.Ф. Особенности голограмм, записанных в гиротропных двулучепреломляющих средах // *Микроэлектроника.*- 1973.- Т.2, №4.- С.301.
66. Шерклифф У. Поляризованный свет. Получение и использование. // *М.*, 1965.- 205С.
67. Kittel C. Theory of ferromagnetic regions with spontaneous magnetization // *Rev. Mod. Phys.*- 1949.- V.21.- P.541.
68. Morrish A.H. The physical principles of magnetism // *John Wiley and Sons, Inc., New York.*- 1965.- 599P.
69. Goodenough J. Теория возникновения областей самопроизвольной намагниченности и коэрцитивной силы в поликристаллических ферромагнетиках // *Phys. Rev.*- 1954.- V.95.- P.917.
70. Della Torre E. Magnetization calculation of fine particles // *IEEE Trans. Magn.*- 1986.- V.MAG-22, N5.- P.484.
71. Stoner E.S., Wohlfarth E.P. Mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys // *Phys. Trans. Royal Soc.*- 1948.- V.A240.- P.599.
72. Kronmuller A. Theory of nucleation fields in inhomogeneous ferromagnets // *Phys. St. Sol. (b).*- 1988.- V.144.- P.385.
73. Jacobs I.S., Bean C.P. An approach to elongated fine particle magnets // *Phys. Rev.*- 1955.- V.100.- P.1060.
74. Brown W.F. Criterion for uniform micromagnetism // *Phys. Rev.*- 1957.- V.105.- P.1479.
75. Frei E.H., Shtrickman S., Treves D. Critical size and nucleation fields in ideal ferromagnetic particles // *Phys. Rev.*- 1957.- V.106.- P.556.
76. Della Torre E. Fine particles micromagnetics // *IEEE Trans. Magn.*- 1985.- V.MAG-21, N5.- P.1423.
77. Mayergouz I.D., Fridman G. Generalized Preisach model of hysteresis // *IEEE Trans. Magn.*- 1988.- V.MAG-24, N1.- P.212.
78. Beardsley I.A. Three dimensional write model for magnetic recording // *IEEE Trans. Magn.*- 1986.- V.MAG-22, N5.- P.361.
79. Jaep W.F. Role of interactions on magnetic tapes // *J. Appl. Phys.*- 1971.- V.42, N7.- P.2790.

80. Swoboda T.J., Arthur P., Cox J.N.L. Synthesis and properties of ferromagnetic chromium oxide // J. Appl. Phys. - 1961. - V.32, N3. - P.374S.
81. Sharrock I.M. Particulate magnetic recording media: A Review // IEEE Trans. Magn. - 1989. - V. MAG-25, N6. - P.4374.
82. Schwarz K. CrO₂ predicted as a half-metallic ferromagnet // J. Phys. F: Met. Phys. - 1986. - V.16. - P.L211.
83. Kamper K.P., Schmitt W., Guntherodt G. CrO₂ - a new half-metallic ferromagnet? // Phys. Rev. Lett. - 1987. - V.59, N24. - P.2788-2791.
84. Kouvell J.S., Dobbell D.S. Magnetic critical-point behavior of CrO₂ // J. Appl. Phys. - 1967. - V.38, N3. - P.979.
85. Tobin V.M., Schultz S., Chan C.H., Oseroff S.B. Magnetization time decay in CrO₂ tape // IEEE Trans. Magn. - 1988. - V.24, N6. - P.2880.
86. Charap S.H. Magnetic viscosity in recording media // J. Appl. Phys. - 1988. - V.63, N6. - P.2054.
87. Окамура С., Кадзама Н. Метод магнитной записи с применением лазера // Тэребидзен гаккайси. - 1984. - Т.38, №9. - С.843.
88. Nomura T., Yokoyama K. Thermomagnetic video recording // IEEE Trans. Magn. - 1979. - V. MAG-15, N6. - P.1932.
89. Tokumaru H., Nomura T. Application of magneto-optic readout to a video signal / NHK Lab. Note. - 1983. - N285. - P.1.
90. Dissahayaka M., Chase L. Thermorefectance spectra of CrO₂ // Phys. Rev. B: Sol. St. Phys. - 1981. - V.23, N12. - P.6254.
91. Павлов А.Ю. Термомагнитная аналоговая запись // Техника кино и телевидения. - 1978. - №7. - С.39.
92. Davidenko I.I. High-density thermoremanent information recording in magnetic carrier and magneto-optical readout // J. Inf. Rec. - 1996. - V.31. - P.1.
93. Давиденко И.И., Коваленко В.Ф., Куц П.С. Оптическая регистрация информации на хром-диоксидной магнитной ленте // Тез. докл. XII Всес. школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники". - Новгород, 1990. - Ч.2. - С.208.
94. Давиденко И.И., Дидык Э.П., Калюжный А.Д., Коваленко В.Ф., Тычко А.В. Воспроизведение высокоплотной термоостаточной записи на магнитном носителе информации // Техника кино и телевидения. - 1993. - №2. - С.34.
95. Tokumaru H., Nomura T. Reproduction of recorded signals on a floppy disks with a magneto-optical readout head // IECE Trans. of Jpn. - 1986. - V.E69, N4. - P.441.
96. Sharrock M.P., Bodnar R.E. Magnetic materials for recording: an overview with special emphasis on particles // J. Appl. Phys. - 1985. - V.51, N8, Pt.2B. - P.3919.
97. Eiling A. High-density magnetic recording: theory and practical consideration // J. Appl. Phys. - 1987. - V.62, N6. - P.2404.
98. Васенев В.Н. Аналоговая и цифровая звукозапись // Зарубежная

радиоэлектроника. - 1989. - №4. - С.99.

99. Mansuripur M. Magnetization reversal dynamics in the media for magneto-optical recording // J. Appl. Phys. - 1988. - V.62, N12. - P.5809.
100. Connel G.A.N. Magneto optic and amorphous metals: an optical storage revolution // J. Magn. Magn. Mater. - 1986. - V.54-57. - P.1561.
101. Imamura N., Tanaka S., Tanaka F., Nagao Y. Magneto-optical recording on amorphous films // IEEE Trans. Magn. - 1985. - V. MAG-21, N5. - P.1607.

Давиденко Ірина Іванівна
Аль-Кадімі Арнан Джовад

“Магнітооптичне контактне копіювання і його застосування”

Підписано до друку 05.04.2002. Формат 60×84 $\frac{1}{16}$. Папір офсетний.
Гарнітура Times. Друк офсетний. Наклад 500 прим. Зам.123/6.

Віддруковано у друкарні ТОВ “Софія А”. м. Київ, вул. Л.Толстого 9А.
