

Министерство образования и науки Российской Федерации

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
Национальный исследовательский университет

Учебно-научный и инновационный комплекс
«Физические основы информационно-телекоммуникационных систем»

Вдовичев С.Н.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ
(Электронное методическое пособие)

Мероприятие 1.2. Совершенствование образовательных технологий, укрепление материально-технической базы учебного процесса

Учебная дисциплина: «Спецпрактикум»

Специальность «Радиофизика и электроника»

Направление: «Радиофизика»

Нижний Новгород

2010

Магнитооптические эффекты

Аннотация

В работе предлагается измерить петлю гистерезиса различных пленочных ферромагнитных наноструктур методами магнитооптики. Магнитооптический способ исследования магнитных свойств веществ является традиционным и одним из самых простых. Этот метод состоит в измерении поворота плоскости поляризации и изменения интенсивности линейно поляризованного света, проходящего или отражающегося от магнитного материала. На основе магнитооптических измерений можно определить многие важные магнитные характеристики образца: остаточную намагниченность, поле коэрцитивности магнитных структур и особенности процесса перемагничивания. Предлагается исследовать магнитные свойства тонких ферромагнитных пленок различных материалов, многослойных магнитных пленок, или решетки магнитных частиц.

Цель работы: Исследование процесса перемагничивания пленочных ферромагнитных наноструктур магнитооптическими методами.

Введение

Хранение информации — одно из активно развивающихся направлений современной физики магнитных явлений. Известно, что сопротивление многослойной магнитной структуры, состоящей из двух ферромагнитных пленок, разделенных тонким барьером (пленкой диэлектрика или металла нанометровой толщины) существенно зависит от взаимной ориентации намагниченности в слоях. Этот эффект можно пояснить следующим образом: общий ток, проходя через первый ферромагнитный металлический слой, оказывается поляризованным по спину. В этом случае прохождение тока (рассеяние электронов) сильно зависит от направления намагниченности второго ферромагнитного слоя. Если намагниченности слоев сонаправлены, то рассеяние электронов меньше (и, соответственно, меньше сопротивление образца), чем в случае, когда намагниченности слоев противоположно направлены. Прикладывая внешнее магнитное поле можно управлять сопротивлением подобной магнитной структуры. С использованием этого магниторезистивного эффекта построены современные устройства считывания/записи информации. При наноструктурировании сред, обладающих магниторезистивным эффектом, появляется возможность создания энергонезависимых компьютерных чипов памяти, так называемой памяти со свободным доступом (MRAM). Но прежде чем создавать новые устройства, в которых используется спин электрона, необходима простая диагностика магнитных структур: определение остаточной намагниченности и поля коэрцитивности магнитных наноэлементов или ферромагнитных пленок, из которых они будут изготовлены. Магнитооптический способ исследования магнитных свойств веществ является традиционным и одним из самых простых. Этот метод состоит в измерении поворота плоскости поляризации и изменения интенсивности линейно поляризованного света, проходящего или отражающегося от магнитного материала.

Теория

Феноменологическая теория магнитооптических эффектов

Явление вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света, проходящего через продольно намагниченную среду, открытое Майклом Фарадеем в 1845 году и названное его именем, широко используется для исследования физических свойств веществ. Эффект Фарадея обусловлен круговым двупреломлением, т.е. различием показателей преломления волн с левой и правой циркулярной поляризацией, что вызывает поворот плоскости поляризации и появление эллиптичности линейно поляризованного света. В магнитоактивном кристалле угол поворота плоскости поляризации φ пропорционален намагниченности вещества M и длине пути света l в исследуемом образце:

$$\varphi = \rho M l, \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности ρ носит название константы Верде и неодинаков для разных оптических материалов. Таким образом, сравнивать намагниченность разных веществ по величине вращения плоскости поляризации, к сожалению, невозможно.

При рассмотрении механизма явления нужно рассчитать действие электромагнитной волны на излучающий электрон. Некоторые из явлений можно полно объяснить с помощью простой классической электронной теории (т.е. учитывая силу Лоренца, действующую на электрон в магнитном поле). При изучении движения электрона в поле световой волны обычно рассматривается лишь действие вектора \vec{E} , так как в формуле Лоренца

$$\vec{f} = q\vec{E} + \frac{q}{c}[\vec{v} \times \vec{H}]$$

второй член в v/c раз меньше первого. Но при истолковании эффекта Фарадея необходимо учесть действие на электрон внешнего поля \vec{H}_{ext} (поля в образце), которое во много раз больше напряженности магнитного поля электромагнитной волны. Следовательно, теперь уже нельзя пренебречь членом $\frac{q}{c}[\vec{v} \times \vec{H}_{ext}]$.

Эту задачу можно решать последовательными приближениями (используя то, что для оптических частот $\mu \approx 1$). Используя эту модель свободного электрона можно получить материальную связь между векторами напряженности и индукции электрического поля в волне в следующем виде:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + i[\vec{g}\vec{E}], \quad \vec{E} = \varepsilon^{-1} \vec{D} + i[\vec{G}\vec{D}], \quad (2)$$

где \vec{g} и \vec{G} — вектора гирации и оптической активности соответственно.

Материальные соотношения (2) получены нами на основе модели свободного электрона. Эти соотношения можно получить в макроскопической теории на основе общих свойств тензора диэлектрической проницаемости, определяющего конкретные свойства материальных сред. (Будем считать, что $\hat{\mu} = 1$, т.е. среда не гиромангнитная). Для случая изотропного ферромагнетика

тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ в системе координат с осью z , направленной вдоль намагниченности \vec{M} можно представить в виде

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & i \cdot g & 0 \\ -i \cdot g & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Недиагональные компоненты тензора и определяют магнитооптические эффекты. В изотропных средах обычно: $g = \alpha \cdot M$ — недиагональные компоненты линейны по M , и $\varepsilon_1 = \varepsilon_0 + \beta \cdot M^2$, где α, β — константы, ε_0 — диэлектрическая проницаемость среды при $M = 0$. Таким образом, диагональные компоненты в линейном по M приближении от намагниченности не зависят, слагаемым βM^2 обычно пренебрегают по сравнению с линейными членами. В этом случае из (3) легко получить соотношения связи (2), полученные на основе простой электронной модели.

На основе уравнений Максвелла и материальных соотношений (2) или (3) можно получить формулы для эффекта Фарадея или Керра. Для случая нормального падения линейно поляризованной волны задачи на прохождение и отражение легко решаются. Если падение наклонное и в среде есть затухание, то задача становится более сложной, т. к. направления распространения волны и направление затухания не совпадают.

В качестве заключения к этому параграфу, приведем классификацию магнитооптических явлений. Магнитооптические эффекты разделяют на две группы:

- возникающие при прохождении света через намагниченное вещество: эффекты Фарадея, Коттона — Мутона (Фохта);
- проявляющиеся, при отражении света от поверхности магнетика: эффекты Керра.

Эффекты Фарадея, Коттона — Мутона состоят во вращении плоскости поляризации и появлении эллиптичности при прохождении линейно поляризованного света через намагниченное вещество. В случае эффекта Фарадея, волновой вектор падающей волны \vec{k} параллелен вектору намагниченности \vec{M} , в случае эффекта Коттона — Мутона — $\vec{k} \perp \vec{M}$. Аналогично, в зависимости от взаимного положения плоскости падения световой волны, направлением намагниченности и нормалью к поверхности образца различают три вида эффекта Керра:

- полярный эффект Керра (ПЭК), вектор \vec{M} перпендикулярен к границе среды и параллелен плоскости падения света
- меридиональный эффект Керра (МЭК), вектор \vec{M} параллелен плоскости падения света и поверхности раздела
- экваториальный эффект Керра (ЭЭК), вектор \vec{M} параллелен поверхности раздела и перпендикулярен плоскости падения света.

В случае ПЭК, МЭК (продольные явления) эффект заключен во вращении плоскости поляризации и появлении эллиптичности при отражении линейно поляризованного света от поверхности образца. Продольные эффекты и эффект Фарадея обусловлены различием показателей преломления в намагниченной среде право и лево циркулярно поляризованного света. Эффект Коттона — Мутона возникает из-за различия показателей преломления двух линейно поляризованных компонент светового излучения, поляризованных параллельно и перпендикулярно намагниченности. ЭЭК наблюдается лишь в поглощающих материалах и проявляется в изменении интенсивности и сдвиге фазы линейно поляризованного света от поверхности образца (по сравнению со случаем $\vec{M} = 0$). Все вышеперечисленные эффекты являются линейными по намагниченности.

Эксперимент

Методика наблюдения доменной структуры при помощи эффекта Фарадея

В работе предлагается исследовать поведение доменной структуры $Y_3Fe_5O_{13}$ пластины во внешнем магнитном поле. (Одним из применений подобных пленок на сегодняшний день является, визуализация неоднородного магнитного поля, например, с их помощью можно определить положение абрикосовского вихря в сверхпроводящей пленке). Работа проводится на микроскопе Люмам-8 с источником поляризованного света. Наблюдение производится по схеме, изображенной на рисунке 1, где П — поляризатор, А — анализатор и О — окуляр микроскопа.

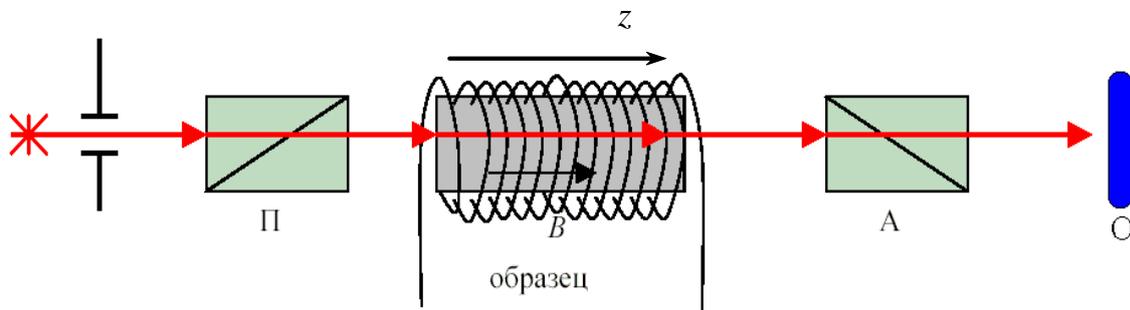


Рис. 1. Схема проведения эксперимента.

Ферромагнитная пленка $Y_3Fe_5O_{13}$ обладает одноосной анизотропией с осью легкого намагничивания, перпендикулярной поверхности пластины. В подобных пленках образуется лабиринтная или полосовая доменная структура — намагниченность в доменах направлена вдоль или против оси Oz , перпендикулярной поверхности пленки.

Белый свет источника, проходя через поляризатор, становится линейно поляризованным и падает на образец ($\vec{k} \parallel Oz$, $\vec{k} \parallel \vec{M}$). Проходя через магнитный образец, свет испытывает вращение плоскости поляризации. Угол поворота прямо связан с ориентацией намагниченности в отдельных доменах — при прохождении света через домены с противоположными направлениями намагниченности плоскость поляризации повернется в разные стороны. Анализатор, можно разместить таким образом, что в определенном положении он будет гасить свет, проходящий через домены с одним направлением намагниченности, и пропускать свет, проходящий через домены с противоположным направлением намагниченности. Например, если ось анализатора лежит в плоскости поляризации света, прошедшего через домены с направлением намагниченности по оси Oz , то свет пройдет через анализатор без затухания. В то же время свет, проходящий через домены с противоположной намагниченностью, будет ослабляться анализатором, и соответствующие домены будут выглядеть более темными. В результате, изображение доменной структуры будет представлять собой систему темных и светлых областей, соответствующих различным доменам

(см. рис. 2а). В исследуемых пленках домены имеют ширину около 10 мкм, и они отчетливо видны при усилении 100^{\times} . В стандартных пленках феррит-гранатов толщиной 5–10 мкм угол поворота плоскости поляризации может достигать нескольких градусов (в зависимости от длины волны света), что и позволяет наблюдать доменную структуру в окуляре поляризационного микроскопа. Если образец поместить в однородное внешнее магнитное поле, пропуская постоянный ток через катушку (или поднося постоянный магнит), то размер доменов начнет меняться. С увеличением внешнего поля домены с намагниченностью, сонаправленной с полем, станут расширяться, а с противоположным направлением намагниченности — сужаться. Когда величина магнитного поля достигнет величины поля насыщения, то доменная структура исчезнет совсем.

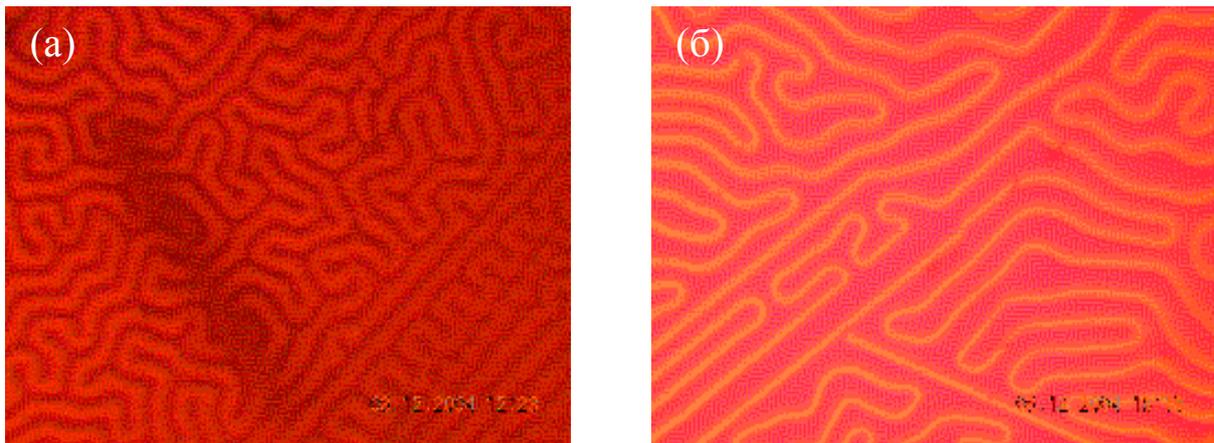


Рис. 1. Картина доменной структуры пленки $Y_3Fe_5O_{13}$. (а) внешнее поле равно 0, (б) величина поля порядка 30 Э.

Измерение кривой намагничивания и петли гистерезиса можно провести в автоматическом режиме, т. к. изменение соотношения площадей «темных» и «светлых» доменов приводит к изменению интенсивности света, проходящего через оптическую систему, что можно измерить с помощью фотоприемника.

Методика наблюдения магнитных свойств пленочных структур при помощи эффекта Керра

Экспериментальный стенд для исследования кривой намагничивания при помощи эффекта Керра

Схема экспериментального стенда для исследования кривой намагничивания и петли гистерезиса магнитных наноструктур представлена на рис. 3.

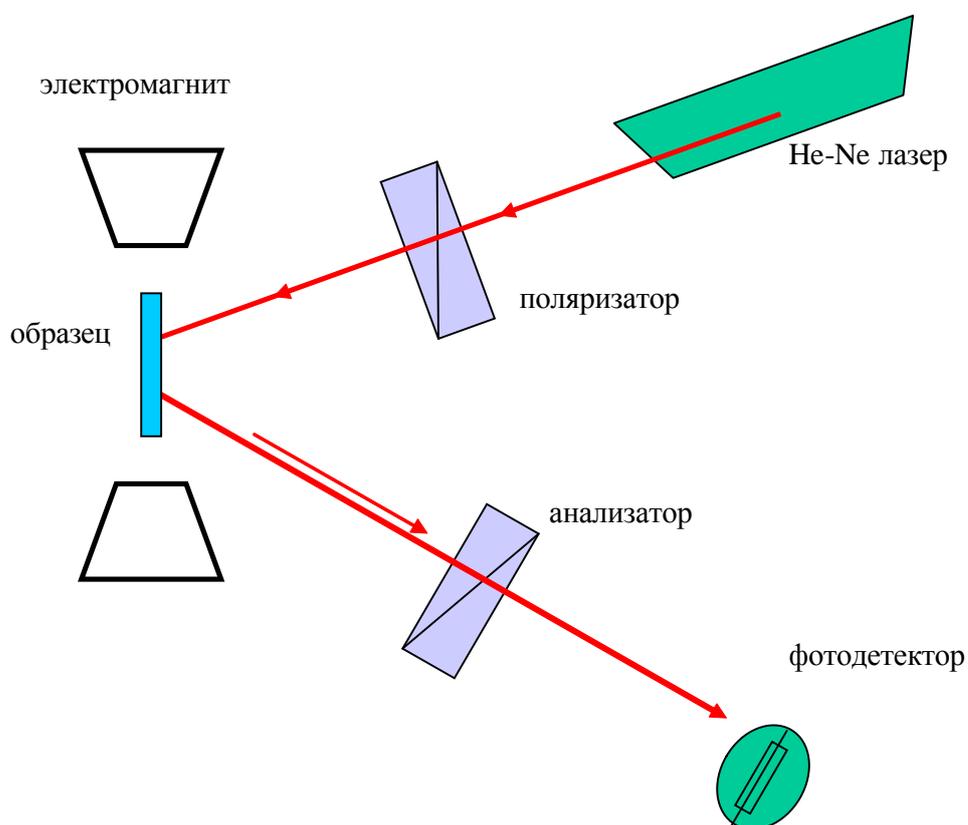


Рис. 3. Схема эксперимента.

Исследуемая структура на специальном держателе помещается между полюсами электромагнита таким образом, чтобы магнитное поле было направлено вдоль поверхности пленки. Электромагнит позволяет получать однородное магнитное поле величиной до 3 кЭ (при протекающем через него токе 60 А). В эксперименте используется стабилизированный *He-Ne* лазер, мощностью около 1 мВт. Лазер излучает в видимом диапазоне, длина волны $\lambda = 0,63$ мкм (красный свет), излучение линейно поляризовано (поляризатор необходим для согласования плоскости поляризации с плоскостью образца, что повышает чувствительность измерений). При отражении лазерного пучка от образца происходит поворот плоскости поляризации света, определяемый направлением намагниченности образца. Отраженный луч, проходя через анализирующий поляризатор, попадает на фотоприемник. В качестве приемника служит фоторезистор, сопротивление которого зависит от интенсивности светового потока (и не зависит от поляризации). Стенд предназначен для исследования металлических магнитных наноструктур, когда плоскость поворота поляризации составляет 10^{-4}° – 10^{-1}° .

В эксперименте используется схема скрещенных поляризаторов, т. е. после прохождения анализатора интенсивность света очень мала (много меньше интенсивности падающего излучения), что позволяет измерять малые сигналы. Напомним, что зависимость интенсивности света I , прошедшего через линейный анализатор, от угла φ между плоскостью поляризации падающего на него линейно поляризованного света и осью анализатора, описывается законом Малюса:

$I = I_0 \cos^2 \varphi$, где I_0 — интенсивность падающего на анализатор света.

Встает вопрос, а какое значение угла φ оптимально для наблюдения магнитооптических эффектов. Оказывается, выгоднее всего выбрать «скрещенное» положение анализатора, сведя интенсивность падающего света к нулю, т. е. $\varphi = 90^\circ$. Но при углах $\varphi \rightarrow 90^\circ$ закон Малюса перестает выполняться. Эти отклонения, обусловленные не идеальностью поляризаторов и деполаризующими свойствами исследуемых образцов, проявляется, прежде всего, в том, что при $\varphi = 90^\circ$ интенсивность света проходящего через анализатор оказывается конечной. В общем случае при учете поляризационного несовершенства оптической схемы закон Малюса можно записать в виде

$$I = I_0 (\cos^2 \varphi + \xi \sin^2 \varphi). \quad (4)$$

Теперь при $\varphi = 90^\circ$ интенсивность проходящего через анализатор света действительно оказывается конечной и равной $I = I_0 \xi$. Параметр ξ называется параметром экстинкции, его реально достижимые значения лежат где-то в диапазоне $10^{-4} - 10^{-5}$. Оказывается, что для малых ξ максимальное значение параметра сигнал/шум достигается при $\varphi_0 = 90^\circ - \sqrt{\xi}$.

Если это значение угла подставить в выражение (4) для обобщенного закона Малюса и учесть $\xi \ll 1$, то получается простое, наглядное и практически важное соотношение

$$I = 2I_0 \xi. \quad (5)$$

Таким образом, максимальная чувствительность измерений достигается, когда интенсивность проходящего света вдвое превосходит интенсивность света при «скрещенном» положении анализатора (можно отметить, что при $\xi \rightarrow 1$ оптимальной поляризационной геометрией становится 45-градусная).

Измерение петли гистерезиса решетки ферромагнитных частиц кобальта

В сущности, во всех объемных магнитных материалах существуют магнитные домены. Одними из наиболее важных следствий нанометрового структурирования магнетика является подавление образования доменов и появление анизотропии формы. В частности, хорошо известно, что если размер ферромагнитной частицы меньше некоторого критического, сравнимого с обменной длиной, то распределение намагниченности в ней однородно. Такие частицы получили название однодоменных, и их радиус составляет несколько десятков нанометров. Конкуренция магнитостатического и обменного взаимодействий ведет к тому, что с увеличением размера частицы многодоменное (или вихревое) состояние становится энергетически более выгодным. Используя анизотропию формы (изменяя геометрию частиц), можно управлять основным состоянием намагниченности наномagnита. Использование анизотропии формы позволяет изготавливать частицы с заданным распределением намагниченности, в том числе и однородным, даже если размеры магнитной частицы не по всем направлениям сравнимы с обменной длиной. Вышеописанные свойства наномagnитов и определяют возможности их использования в различных приложениях.

В работе предлагается исследовать процессы перемагничивания периодической решетки микронных частиц кобальта, обладающих анизотропией формы.

На рис. 4 представлена фотография решетки частиц кобальта. Частицы имеют форму ромба, размеры диагоналей ромба 1,5 и 7 мкм, толщина частиц 20 нм. Подобные периодические структуры предстают дифракционными решетками для световых волн. (Если период неоднородности несколько микрон, то это решетка для оптического диапазона, если 10–100 нм, то для рентгеновского диапазона).

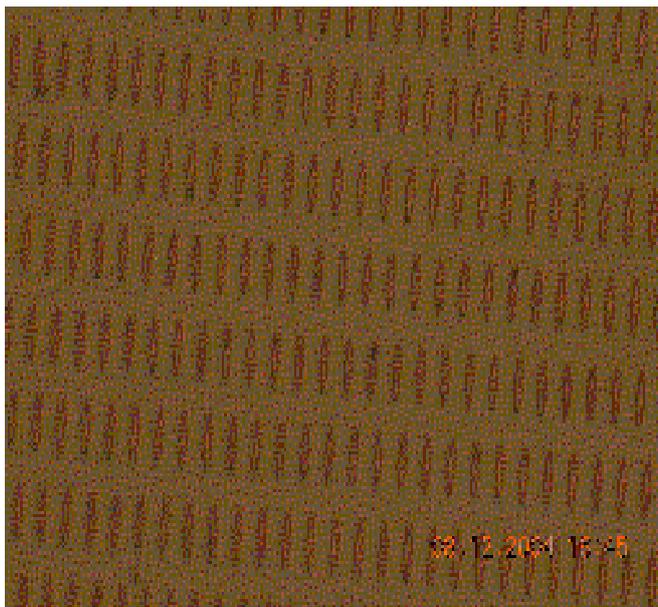


Рис. 4. Периодическая решетка частиц Co.

Широко исследованы магнитные дифракционные решетки с плоской границей, образованные периодической намагниченностью материала (т. н. полосовая магнитная структура, в отличие от лабиринтной структуры, представленной на рис. 2). В этом случае пленка предстает как фазовая решетка, т. к. в зависимости от ориентации намагниченности вращение плоскости поляризации при прохождении линейно поляризованного света происходит в разные стороны. Углы дифракции света на доменной структуре при нормальном падении света определяются по формуле: $\sin\theta = n\lambda/d$, где λ — длина волны света, d — период доменов, $n = 0, \pm 1$ (как для обычной дифракционной решетки). Т. е. по положению дифракционных максимумов можно определить период доменной структуры.

Рельефная металлическая периодическая поверхность также является дифракционной решеткой, и ее свойства хорошо изучены. Исследуемый образец соединяет в себе эти два типа решеток — рельефную и магнитную. В этом случае по зеркально отраженному лучу, можно получить информацию о средней намагниченности образца (интегральные измерения). Если измерять петлю гистерезиса в дифракционных максимумах, то можно попытаться получить информацию не только о средней намагниченности образца, но и о распределении намагниченности в частицах, т. е. проводить локальные измерения. Необходимо отметить, что на сегодняшний день теория магнитооптических эффектов в дифракционных максимумах еще не сформировалась, существуют, в основном, лишь качественные рассуждения.

Измерение петли гистерезиса многослойных ферромагнитных пленок

Как уже говорилось, сопротивление многослойной магнитной структуры, состоящей из двух ферромагнитных пленок, разделенных барьером, может сильно зависеть от взаимной ориентации намагниченности в слоях. Для получения магниторезистивного эффекта, необходимо, во-первых, чтобы в каждом из слоев однородное состояние было основным. Во-вторых, состояния, когда коллинеарные вектора намагниченности двух ферромагнитных слоев одинаково или противоположно направлены, должны быть устойчивыми.

Обычно, для пленок ферромагнетика толщиной в единицы нанометров петля гистерезиса близка к прямоугольной, характеризуемой близким к единице отношением остаточной намагниченности к намагниченности насыщения. Т.е. распределение намагниченности в тонких (сверхтонких) пленках близко к однородному. Также известно, что с увеличением толщины ферромагнитной пленки (в диапазоне 1–10 нм) увеличивается поле коэрцитивности пленок. Таким образом, образец, состоящий из двух ферромагнитных пленок одного материала, но разной толщины, удовлетворяет необходимым условиям.

Задания для студентов

В рамках эксперимента возможно выполнение одной из трех работ:

- Исследование процесса перемагничивания пленки феррит-граната, обладающей лабиринтной доменной структурой.
- Измерение петли гистерезиса микронных частиц кобальта, обладающих анизотропией формы.
- Измерение особенностей перемагничивания многослойной магнитной структуры, состоящей из двух ферромагнитных пленок, разделенных тонким барьером диэлектрика.

Задания по работе «Исследование процесса перемагничивания пленки феррит-граната, обладающей лабиринтной доменной структурой»

1. Ознакомиться с принципами работы на микроскопе Люмам-8 с источником поляризованного света.
2. Измерить петлю гистерезиса для доменной структуры $Y_3Fe_5O_{13}$.

Задание по работе «Измерение петли гистерезиса микронных частиц кобальта, обладающих анизотропией формы»

1. Ознакомиться с принципами работы экспериментального стенда магнитооптических измерений.
2. Исследование кривой намагничивания в зеркально отраженном луче. Измерить петлю гистерезиса для двух направлений внешнего магнитного поля — вдоль длинной и короткой осей частиц.
3. Исследование кривой намагничивания в дифракционных максимумах. Определить по положению дифракционных максимумов периоды решетки частиц. Во внешнем магнитном поле, приложенном вдоль длинной и короткой осей частиц, измерить петлю гистерезиса в дифракционных максимумах (± 1 -ом максимумах, как в плоскости падения, так и в плоскости перпендикулярной ей). Сравнить результаты измерений в зеркально отраженном луче (0-ой максимум) и дифракционных максимумах.
4. Измерение кривой намагничивания многослойной магнитной структуры.

Задания по работе «Измерение особенностей перемагничивания многослойной магнитной структуры, состоящей из двух ферромагнитных пленок, разделенных тонким барьером диэлектрика»

1. Ознакомиться с принципами работы экспериментального стенда магнитооптических измерений.
2. Измерить петлю гистерезиса и определить поле коэрцитивности для ферромагнитных пленок кобальта различной толщины. По экспериментальным результатам оценить глубину проникновения красного света в кобальт.
3. Измерить петлю гистерезиса от двухслойной магнитной структуры.

Контрольные вопросы

- Дать определение магнитооптических эффектов и природу их существования.
- Используя модель свободного электрона получить материальную связь между векторами напряженности и индукции электрического поля в волне в ферромагнитном веществе при больших частотах (т.е. учитывая силу Лоренца, действующую на электрон в магнитном поле получить выражение (2) связывающее \vec{D} и \vec{E} , решая задачу методом последовательных приближений и используя то, что для оптических частот $\mu \approx 1$, по аналогии с задачей о диэлектрической проницаемости при больших частотах).
- Зависят ли величина магнитооптических эффектов от длины волны, угла падения и поляризации падающего света.
- Определить глубину проникновения света с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм в среду Ni со следующими значениями компонент тензора диэлектрической проницаемости: $\varepsilon_0 = \varepsilon_1 = 3,4 - i4,2$, $ig = 0,032 - i0,03$.
- Вывести обобщенную формулу Френеля с учетом недиагональных компонент ε в геометрии, отвечающей эксперименту.

Литература

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц Теоретическая физика, Т. 5., М.: Наука (1982).
2. Д. В. Сивухин Оптика, М.: Наука (1985).
3. Физика твердого тела. Лабораторный практикум под ред. А. Ф. Хохлова, Т. 2. Н. Новгород, ННГУ (2000).
4. Г. С. Кринчик Физика магнитных явлений, МГУ (1976).
5. Е. Б. Александров, В. С. Запасский Лазерная магнитная спектроскопия, М.: Наука (1986).
6. А. К. Звездин, В. А. Котов Магнитооптика тонких пленок, М.: Наука (1988).