Министерство образования и науки Российской Федерации МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (государственный университет) ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА (Специализация «Прикладные математика и физика»)

# Кинетика перемагничивания нанослоев пермаллоя в гибридных структурах пермаллой-ниобий.

# Выпускная квалификационная работа бакалавра студентки 922 группы Пономаревой Александры Константиновны

Научный руководитель д.ф.-м.н. Успенская Л.С.

г. Черноголовка 2013

# Содержание

| Введение  |
|---|
| I Литературный обзор4                           |
| 1. Основные свойства ферромагнетиков            |
| 2. Происхождение доменов                        |
| 3. Доменные границы                             |
| II. Методы наблюдения доменной структуры        |
| 1. Метод магнитных порошковых структур          |
| 2. Магнитооптические методы                     |
| 3. Просвечивающая электронная микроскопия10     |
| III. Методика эксперимента12                    |
| IV. Экспериментальные результаты и обсуждение13 |
| V. Выводы22                                     |
| Список использованной литературы23              |

## Введение

Структуры, состоящие из тонкого слоя сверхроводника и магнетика, соседствующих друг с другом, привлекают интерес исследователей благодаря большому количеству возможных применений. Взаимодействие посредством магнитного поля и эффекты близости влияют на магнитные и проводящие свойства системы. Измеряемые магнитные параметры и магнетосопротивление в слабом поле определяются кинетикой доменной структуры ферромагнитного слоя, распределением магнитного потока и взаимодействием доменных стенок и вихрей. Эти процессы сильно зависят от дефектов в кристаллической структуре, на которых происходит зарождение доменных границ и пиннинг.

При исследовании данных структур важно знать, каковы свойства данного слоя магнетика без влияния сверхпроводимости. Для этого образец исследуют при температурах выше и ниже температуры сверхпроводящего перехода.

Доменная структура возникает, чтобы минимизировать общую энергию ферромагнетика, состоящую из обменной энергии, энергии магнитокристаллической анизотропии, энергии магнитострикции и энергии полей рассеяния, определяемой величиной магнитного потока через поверхность образца. С уменьшением толщины слоя ферромагнетика вклад объемных членов в общую энергию уменьшается, а поверхностных, в том числе вклад от взаимодействия с поверхностью сверхпроводника, увеличивается. В частности, подложка может влиять на свойства ферромагнитного слоя в виде поверхностной анизотропии, магнетостатических взаимодействий, упругих напряжений и т.д. Вследствие того, что на доменную структуру влияет множество факторов, ее вид и кинетику перемагничивания тонких пленок сложно предсказать. Вид доменной структуры и кинетику перемагничивания нужно определять экспериментально, используя прямые наблюдения.

В данной работе была поставлена задача, используя магнито-оптические наблюдения, исследовать кинетику перемагничивания тонких слоев пермаллоя, выращенных на более толстом подслое ниобия. И изучить изменение магнитных свойств пермаллоя при уменьшении толщины и продольных размеров структур.

3

## Общие свойства ферромагнетика.

#### 1. Основные свойства ферромагнетиков.

По тому, как вещества намагничиваются во внешнем магнитном поле. они делятся на диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики. В парамагнетиках направление намагниченности совпадает с направлением магнитного поля, диамагнетики намагничиваются против поля. Ферромагнетики обладают спонтанным магнитным моментом. Для них зависимость намагниченности I от внешнего поля H не



линейная: намагниченность ферромагнитного образца можно изменить от I=0 (при отсутствии внешнего магнитного поля) до огромных значений I<sub>s</sub> в насыщении приложением относительно небольшого поля (рисунок 1). Намагниченность насыщения I<sub>s</sub> уменьшается с ростом температуры и выше точки Кюри T<sub>c</sub> практически отсутствует. Т.о. в интервале температур от 0К до T<sub>c</sub> ферромагнетик обладает спонтанной намагниченностью, не зависящей от внешнего поля и равной магнитному насыщению I<sub>s</sub>.

Результирующая намагниченность ферромагнитного образца может быть равной нулю, если он разбивается на домены – небольшие области, намагниченные до насыщения. При

направления этом, как правило, намагниченности В доменах распределены так, что ее среднее значение равно нулю, т.о. магнитный поток замыкается внутри кристалла. При увеличении внешнего магнитного результирующий поля магнитный момент ферромагнетика увеличивается сначала, в сравнительно слабых полях, за счет смешения доменных границ И



рис. 2 Типичная кривая намагничивания с указанием областей, в которых преобладают различные процессы намагничивания (из [3])

увеличения размеров доменов, выгодно ориентированных по отношению к полю, затем, в сильных полях, за счет поворота вектора намагниченности (см. рис. 2).

## 2. Происхождение доменов

Доменная структура возникает вследствие минимизации общей энергии ферромагнетика:

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}_{\mathbf{0}\mathbf{\overline{0}}} + \mathbf{f}_{\mathbf{K}} + \mathbf{f}_{\mathbf{M}\mathbf{B}\mathbf{\Gamma}} + \mathbf{f}_{\mathbf{M}\mathbf{Y}},$$

где f<sub>об</sub> – плотность энергии обмена, f<sub>K</sub> – плотность энергии магнитной кристаллографической анизотропии, f<sub>маг</sub> – плотность магнитостатической энергии, f<sub>My</sub> – плотность магнитоупругой энергии.

Упорядочивание спинов возникает благодаря наличию обменного взаимодействия, энергия которого равна

$$\mathbf{W} = -\sum 2\mathbf{J}_{ij}\mathbf{S}_i\mathbf{S}_j,$$

где J<sub>ij</sub> – обменный интеграл атомов і и j, S<sub>i</sub> – спин і-го атома. Формулы для плотности энергии обмена:

$$f_{ob} = -JS^2 \sum cos\phi \approx JS^2 \sum \phi^2$$
,

где  $\varphi <<1$  – угол между соседними спинами; или в другой форме:  $f_{ob} = A[(\partial \alpha_1)^2 + (\partial \alpha_2)^2 + (\partial \alpha_3)^2]$ , где  $\alpha_i$  – направляющие косинусы вектора намагниченности с кристаллическими осями, A = 2JS/a (для ОЦК решетки), а – постоянная решетки. Минимуму обменной энергии соответствует состояние, в котором спины упорядочены. Но от направления магнитного момента энергия обмена не зависит.

Направление намагниченности определяет энергия магнитной кристаллографической анизотропии. Магнитная анизотропия возникает вследствие спин-орбитального взаимодействия. Плотность энергии анизотропии для одноосных кристаллов

$$f_{K} = \sum K_{n} \alpha^{2n}$$
,

где α – направляющий косинус намагниченности относительно выделенной оси, K<sub>n</sub> – константы анизотропии, для кубического кристалла:

$$f_{K} = K_{1}(\alpha_{1}^{2}\alpha_{2}^{2} + \alpha_{2}^{2}\alpha_{3}^{2} + \alpha_{1}^{2}\alpha_{3}^{2}) + K_{2}\alpha_{1}^{2}\alpha_{2}^{2}\alpha_{3}^{2}$$

На области с разным направлением намагниченности образец разбивается, чтобы минимизировать магнитостатическую энергию (энергию полей рассеяния). Плотность магнитной энергии:

Когда в образце нет полей рассеяния, т.е. магнитный поток замыкается внутри кристалла, достигается минимум магнитостатической энергии.

К основным видам энергии ферромагнетика также относится магнитоупругая энергия, возникающая при деформации кристалла под действием магнитного поля. Она определяет вид замыкающих доменов.

## 3. Доменные границы

Число доменов в образце ограничено, т.к. с образованием доменных границ также связана энергия. Например, для маленьких частиц отсутствие переходных слоев может быть энергетически наиболее выгодно.



рис. 3 Разворот магнитных моментов в доменной границе блоховского типа

Рассмотрим в одноосном кристалле плоскую границу между доменами, намагниченными в противоположных

границе блоховского типа направлениях вдоль легкой оси. Поворот вектора намагниченности на 180<sup>0</sup>

происходит не скачком, а постепенно из-за действия обменных сил.(рис. 3) В зависимости от того, как поворачивается намагниченность, различают 2 типа границ. В тонких пленках более выгодно образование



рис.4 Схематическое изображение (а) блоховской и (б) неелевской границ (из [3].

неелевских границ – намагниченность поворачивается в плоскости пленки (рис. 4б). Если толщина пленки много больше ширины доменной границы поворот намагниченности осуществляется в плоскости, перпендикулярной плоскости пленки – это границы блоховского типа (рис. 3, 4а). Также наблюдаются границы со смешанной блоховсконеелевской структурой. Из условия минимума граничной энергии можно найти толщину переходного слоя:

$$\delta = \pi \sqrt{A/K}$$

и плотность энергии границы:

$$\sigma = 4\sqrt{AK}$$

 – для блоховских стенок. Для неелевских стенок надо учитывать еще энергию внутреннего размагничивающего поля, тогда

$$\begin{split} \delta = &\pi \sqrt{A/(K+2\pi M_s^2)}, \\ \sigma &= 4 \sqrt{A(K+2\pi M_s^2)}. \end{split}$$

6

Для пермаллоя А=10пДжм<sup>-1</sup>, К=1кДжм<sup>-3</sup>, М<sub>s</sub>=0,83МАм<sup>-1</sup>. Тогда для монокристалла пермаллоя получаем, что ширины и энергии границ разного типа различаются. В частности, ширина границы блоховского типа δ ~ 300 нм, неелевского типа – δ ~ 95 нм, т.е. на толщинах пленок ~ 100 нм следует ожидать изменение типа доменных границ.

## Методы наблюдения доменной структуры

## 1. Метод магнитных порошковых структур (Bitter patterns)

Это исторически первый метод. В 1931 г. Биттер, используя метод порошковых структур, впервые получил изображение доменной структуры. (В дальнейшем вместо порошков стали использовать коллоиды). Метод состоит в следующем: на поверхность образца наносится коллоид из

магнитных частичек. Под действием полей рассеяния частицы концентрируются вдоль доменных стенок.

Плотность частичек в точке с напряженностью поля Н:

p(H)=p(0)=sh(x)/x, где  $x=\mu H/kT$ .

Из графика функции sh x / x, изображенного на рисунке, видно, что при x > $\approx$  3 p(H) быстро растет.

Разрешение этого метода ограничено только размерами частичек, и для хороших коллоидов может достигать десятков нанометров. Кроме того, не требуется специальное оборудование и тщательная подготовка исследуемой поверхности. Однако изображение получается только тогда, когда есть достаточно сильные поля рассеяния. По этой

причине с помощью метода Биттера нельзя увидеть некоторые типы структур. Кроме того, в материалах с высокой магнитной проницаемостью поля рассеяния слабые, поэтому для таких материалов данный метод не работает.

## 2. Магнитооптические методы

Магнитооптические методы основаны на использовании эффекта Фарадея и эффекта Керра. Эти эффекты выражаются во вращении плоскости поляризации света, которое может наблюдаться при помощи поляризационного микроскопа. Эффект Фарадея наблюдается в проходящем свете, эффект Керра – в отраженном. Вращение плоскости поляризации происходит в результате кругового двойного лучепреломления: вследствие того, что тензор диэлектрической проницаемости зависит от магнитного поля, показатели преломления для

3 <del>4</del> x =μH/kT рис. 6 Функция sh(x)/x, определяющая плотность частиц в зависимости от х

(из [1])



монокристалле Si-Fe. Изображение получено с помощью метода магнитных

порошковых структур (из [1])



лево- и правополяризованных волн разные. Угол поворота поляризации света зависит от величины магнитного поля в образце, от угла между направлением распространения света и намагниченностью. Для эффекта Фарадея угол удельного вращения плоскости поляризации вдоль волнового вектора равен:

$$\phi = (\pi/\lambda)(n_-n_+) = (\omega g \cos\theta/2cn_0)H_e = R_V H_e,$$

где H<sub>e</sub> – напряженность поля,  $\theta$  – угол между H<sub>e</sub> и волновым вектором, R<sub>V</sub> – постоянная Верде, n<sub>+</sub>+n<sub>+</sub> $\approx$ 2n<sub>0</sub>, n<sub>±</sub><sup>2</sup>=n<sub>0</sub><sup>2</sup>±g. Если  $\theta$ =90<sup>0</sup>,  $\varphi$ =0 – эффект Фарадея не наблюдается, когда намагниченность в образце перпендикулярна направлению распространения света.

С помощью эффекта Фарадея можно наблюдать доменную структуру прозрачных веществ, например гранатов. При этом изображение областей с разным направлением намагниченности обычно достаточно контрастное, даже без дополнительной обработки.



рис. 7 Усиление эффекта Керра в слое диэлектрика (из [5]).

Доменную структуру непрозрачных образцов наблюдают при помощи эффекта Керра. Часто этот эффект слабый, поэтому нужны дополнительные способы улучшения изображения. Для этой цели на поверхность образца наносят слой диэлектрика. Благодаря интерференции эффект Керра усиливается (рис. 7). Кроме того, необходимо, чтобы поверхность образца была достаточно плоской и гладкой, для того чтобы достичь желаемого разрешения.

Для наблюдения доменной структуры с помощью магнитооптических эффектов используют поляризационный микроскоп. Свет проходит через поляризатор, отражается от образца (или проходит сквозь образец), затем через объектив и анализатор попадает в окуляр и камеру. Для улучшения контрастности картинки подбирают нужный угол между поляризатором и анализатором. Кроме того, необходимо подбирать подходящую апертуру светового пучка: если апертура слишком большая, из-за яркого фона уменьшается контраст; если маленькая – изображение ухудшается из-за дифракции.

При обработке уменьшают шум, улучшают контраст, избавляются от лишнего, "немагнитного", контраста, вызванного поверхностными дефектами. Для уменьшения шума изображение усредняют по нескольким кадрам. От лишнего контраста избавляются, вычитая изображение образца в насыщенном состоянии.

Помимо эффекта Фарадея в проходящем свете наблюдается эффект Фохта (также называемый эффектом Коттона-Мутона). Он обусловлен линейным двупреломлением света. Эффекты Керра и Фарадея – линейные по намагниченности, эффект Фохта – квадратичный.

Если исследуемый образец представляет собой прозрачную пластинку, то домены с намагниченностью, лежащей в плоскости пластинки, можно увидеть благодаря эффекту Фохта, а доменные стенки и области с перпендикулярной плоскости намагниченностью – благодаря более сильному эффекту Фарадея

Для непрозрачных образцов доменную структуру также можно наблюдать при помощи



рис. 8 Схема наблюдения доменов с помощью индикаторных пленок (из [5]).

эффекта Фарадея, если использовать индикаторные пленки. Индикатор не должен влиять на структуру наблюдаемого образца, и собственная магнитная структура индикатора не должна мешать наблюдениям. В качестве индикаторов обычно используют гранатовые пленки. Часто на нижнюю сторону индикаторной пленки напыляют зеркало.

Но чем меньше расстояние между индикатором и образцом, тем лучше работает данный метод. В лежащем на поверхности исследуемого образца индикаторе поля рассеяния от образца индуцируют намагниченность, перпендикулярную плоскости пленки. Т.о. эффект Фарадея в индикаторной пленке зависит от полей рассеяния образца. За счет того, что свет, отражаясь от зеркала, дважды проходит сквозь индикатор, эффект усиливается.

Удобство магнитооптических методов в том, что возможно прямо наблюдать доменную структуру. Данные методы подходят для образцов любого размера. Процесс наблюдения не вызывает разрушения образца, не влияет на намагниченность. Можно наблюдать динамические процессы, менять температуру, прикладывать внешнее магнитное поле. Недостатки этих методов в необходимости предварительной подготовки образцов, наличия оборудования и возможности наблюдать в металлах только поверхностную намагниченность.

#### 3. Просвечивающая электронная микроскопия



С помощью электронного микроскопа наблюдают домены в тонких магнитных пленках (толщиной около 100нм). Электроны разгоняются до энергий 100-200 кэВ или, электронных В микроскопах высокого напряжения, до 1000 кэВ. В магнитном поле электроны отклоняются под действием силы Лоренца:

 $\mathbf{F}_{\mathrm{I}} = \mathbf{q}_{\mathrm{e}}[\mathbf{v}_{\mathrm{e}}, \mathbf{B}_{\mathrm{e}}].$ 

рис.9 Отклонение электронов, проходящих через намагниченный образец (из [5]).

Сила действует не только внутри образца – поля рассеяния также

отклоняют электроны. Иногда отклонение электронов из-за полей рассеяния может скомпенсировать отклонение, вызванное намагниченностью внутри образца (рис. 10 b, c). В этом случае видимость можно улучшить, поворачивая

образец. 0 0 a)

рис. 10. Схема движения электронов, проходящих через магнитный слой (из [5]).

Только отклонение на малые углы под действием силы Лоренца связано с магнитным полем. Электроны, отклоняющиеся на большие углы в результате взаимодействия с ядрами и электронами в образце, только



рис. 11 Доменные границы различного типа, выявляемые с помощью Лоренцевской микроскопии (из [5]).

создают фон. Из-за этих эффектов максимальная толщина исследуемого образца ограничена. Стандартные методы Лоренцевской микроскопии позволяют получить яркие изображения границ между доменами в тонких пленках (рис. 11), однако не позволяют исследовать доменные стенки и их структуру.

## Методика эксперимента

В данной работе использовался метод визуализации магнитной доменной структуры с помощью тонких пленок иттрий-железистого граната. Это магнитооптический метод, основанный на эффекте Фарадея в пленке индикатора (см. подробное описание выше). Доменная структура наблюдалась в поляризационный микроскоп в отраженном свете. При слегка раскрещенных поляризаторе и анализаторе можно наблюдать не только области с максимальным и минимальным направлением намагниченности, но и определять ее направление. Светлые и темные области соответствуют противоположным направлениям намагниченности в индикаторе, перпендикулярной плоскости пленки. Серые области видны там, где вектор магнитной индукции лежит в плоскости индикатора. Для улучшения чувствительности и контраста полученные изображения подвергались числовой обработке, в том числе вычитался немагнитный фон.

## Образцы

Эксперименты проводились на тонких пленках пермаллоя, изготовленных методом магнетронного распыления непосредственно на кремниевую подложку или на кремниевую подложку с напыленным на нее подслоем ниобия толщиной 100 нм. Напыление пермаллоя осуществлялось в присутствии плоскостного магнитного поля величиной около 600 Э. Толщины пермаллоя были 10, 20, 30, 40 и 60 нм. После изготовления пленок на них методом взрывной литографии формировались структуры в виде полосок, дисков и колец, размеры дисков и колец варьировались от 100 мкм до 20 мкм. Ширина полос – 200 мкм.

Изучался процесс перемагничивания под действием магнитного поля, направленного в плоскости структур.

Поле создавалось катушками Гельмгольца, т. е. было однородно на размерах образца.

## Экспериметальные результаты

В образцах толщиной **10 им** структуры различного размера перемагничиваются практически одинаково. Перемагничивание образца происходит за счет образования доменов и поворота намагниченности. Причем поворот намагниченности происходит практически одновременно с образованием доменов, либо предшествует ему. Для всех направлений поля границы доменов – блоховского типа. Для всех направлений поля, кроме H<sub>xy</sub>, границы направлены одинаково. В поле H<sub>xy</sub> границы параллельны полю.

Для каждого направления прикладываемого внешнего магнитного поля коэрцитивность для широких полос и дисков одинакова, вне зависимости от поперечных размеров. Наибольшую коэрцитивность образец имеет в поле H<sub>y</sub>, в поле H<sub>x</sub> коэрцитивность равна нулю. Следовательно, направление Оу близко к легкой оси в плоскости слоя.

Вид доменов одинаковый для всех направлений поля, кроме H<sub>y</sub>: домены очень узкие, зарождаются на поверхности, прорастая вглубь слоя. В поле H<sub>y</sub> домены шире, чем для других направлений, с более четкими ДГ. При увеличении поля H<sub>y</sub> сначала начинают прорастать домены с краев, позже зарождаются домены на поверхности.



Рис. 12а Перемагничивание структур толщиной 10 нм в диагональном поле



Рис. 12б. Перемагничивание структур толщиной 10 нм в плоскостном поле, направленном по вертикали



Рис. 12в. То же, но поле напрвлено по горизонтали



Рис. 12г. Поле по диагонали



Рис. 13. Изменение полей, при которых происходит зарождение границ в процессе перемагничивания, в зависимости от толщины структур.



Рис. 14а, б.. Изменение коэрцитивности в зависимости от толщины структур для двух направлений поля.



Рис. 14 в, г.. Изменение коэрцитивности в зависимости от толщины структур для других направлений поля.

В образцах толщиной 20 нм структуры в зависимости из размера и от направления прикладываемого внешнего поля перемагничиваются по-разному.

Для полей H<sub>x</sub> и H<sub>y</sub> коэрцитивность зависит от поперечных размеров структур и растет с увеличением размеров. В поле H<sub>-xy</sub> для всех структур коэрцитивность равна нулю, в поле H<sub>xy</sub> – максимальна и не зависит от размеров. Следовательно, направление ху близко к направлению легкой оси, а –ху (почти) перпендикулярно легкой оси.

Перемагничивание образца в полях  $H_x$  и  $H_y$  происходит одинаково: при уменьшении внешнего поля от поля насыщения до нуля и при дальнейшем увеличении поля в противоположном направлении намагниченность поворачивается в сторону легкой оси, затем с краев прорастают домены, после смещения доменных границ образец становится однородно намагниченным в направлении, близком к направлению поля, и затем в сильных полях намагниченность поворачивается до нужного направления. Домены для этих направлений одинаковые с границами блоховского типа. Границы почти параллельны приложенному полю: они немного отклонены от него в сторону легкой оси.

В направлении H<sub>xy</sub> (легкой оси) образец перемагничивается за счет доменов, которые появляются в достаточно сильном поле и зарождаются на краях. Домены в направлении легкой оси широкие с границами смешанного типа.

В "трудном" направлении H<sub>-ху</sub> диски и широкая горизонтальная полоска перемагничивается за счет доменов, которые уже при уменьшении внешнего поля от поля насыщения формируются на поверхности и продавливаются вглубь слоя, и лишь в достаточно сильных полях после смещения доменных границ образец становится однородно намагниченным в направлении поля. В вертикальной полоске при уменьшении внешнего поля от поля насыщения до нуля намагниченность в полоске поворачивается до легкого направления. При дальнейшем увеличении поля в противоположном направлении на поверхности посреди полоски формируются домены, прорастающие затем вглубь слоя и к краям полосы. Домены для данного направления узкие, границы с небольшой перпендикулярной составляющей намагниченности, поэтому видны неярко.



Рис. 15. Перемагничивание структур толщиной 20 нм при различных направлениях поля

В образцах толщиной **30 нм** анизотропия слабая, для всех структур коэтцитивность близка к нулю для всех направлений полей. При уменьшении внешнего поля от поля насыщения до нуля зарождаются домены на поверхности структуры. Затем с краю в центр прорастает большой домен, имеющий вид четырехугольника, вытянутого вдоль направления поля, вокруг него по краям формируются мелкие замыкающие домены. Суммарная намагниченность образца увеличивается за счет роста большого домена.

В образцах толщиной **40 нм** в плоскости нет выделенного легкого направления. Коэрцитивность слабо зависит от направления поля, но зависит от поперечных размеров структур: с уменьшением размеров она уменьшается.

Во внешних магнитных полях различного направления процессы перемагничивания происходят по-разному. Кроме того, есть различия для полосок и кругов. В дисках в полях H<sub>x</sub> и Н<sub>v</sub> при уменьшении внешнего поля от поля насыщения до нуля и при дальнейшем увеличении поля в противоположном направлении вектор намагниченности сильно поворачивается в сторону направления ху, затем к повороту добавляется рост доменов, зарождающихся на краях, намагниченность в которых направлена по полю. Для направления поля H<sub>xv</sub> перемагничивание происходит только за счет доменов. В поле H<sub>-xv</sub> образец перемагничивается за счет доменов, растущих с краев, и поворота намагниченности, который происходит в течение всего процесса перемагничивания. Полоска в поле Ну перемагничивается сначала за счет поворота намагниченности, потом из центра полоски разрастаются домены, намагниченность в которых параллельна полю. В поле H<sub>x</sub> поворота намагниченности на полоске не видно, перемагничивается за счет доменов, растущих с краев. В поле Н<sub>-ху</sub>, при уменьшении поля от насыщения до нуля на краях полоски появляются мелкие домены. При дальнейшем увеличении поля в противоположном направлении домены увеличиваются и прорастают к центру полосы, далее намагниченность поворачивается и становится параллельной внешнему полю.

В поле Нх вид доменов отличается для дисков и полоски: на дисках домены с границами смешанного типа, а на полосках доменные границы блоховские. В остальных полях доменные границы блоховского типа. Для направлений поля H<sub>x</sub> и H<sub>xy</sub> домены в дисках широкие, для других направлений поля домены немного уже. Доменные границы занимают небольшую часть площади образца.

18



Рис. 16 а,б. Перемагничивание структур толщиной 40 нм при двух направлениях поля



Рис. 16 в, г. Перемагничивание структур толщиной 40 нм при других направлениях поля

Для образцов толщиной **60 нм** в анизотропия в плоскости очень слабая, для всех структур коэтцитивность близка к нулю для всех направлений полей. Доменная структура в дисках похожа на структуру в образце толщиной 30 нм: тоже в центре диска четырехугольный домен, вытянутый вдоль поля, вокруг которого мелкие замыкающие домены. Полоска перемагничивается за счет доменов, растущих вдоль поля, которые соединяются в центре полосы и с увеличением поля расширяются к краям. Но до образования доменов при

уменьшении поля от насыщения до нуля намагниченность в полоске поворачивается, становясь параллельной длинному краю. ДГ для всех полей блоховские.



Рис. 17. Перемагничивание структур толщиной 60 нм при различных направлениях поля

Итого, для самых тонких структур (толщиной 10 нм) процесс перемагничивания в дисках и в полосках происходит одинакого. Вид доменов и тип доменных границ одинаков при всех

направлениях перемагничивающего поля. Для более толстых структур появляется зависимость коэрцитивности от поперечных размеров: коэрцитивность и поля зарождения границ выше в структурах микронных размеров, т.е. растут с увеличением размеров структур. В толстых структурах появляются различия в кинетике перемагничивания дисков и полоски. Например, при толщине 20 нм в поле направлением Ну в дисках домены появляются раньше, в полоске в это время происходит вращение намагниченности, которое в дисках не наблюдается. При толщине слоя пермаллоя 40 нм на дисках и полоске отличается тип доменов при некоторых направлениях внешнего поля: в поле Ну на дисках домены зарождаются на краях, на полоске – на поверхности, по центру; в поле Нх в дисках и полосе разный тип доменных границ. Особенно заметно влияние формы при размагничивании полоски толщиной 60 нм, где намагниченность поворачивается так, стобы стать параллельной полоске, в то время как в дисках в результате взаимодействия полей рассеяния на границах и на краях диска по краям образуются множественные мелкие домены, замыкающие поток и формирующие устойчивые вихревые структуры.

#### Выводы

В результате проведенных исследований показано, что кинетика перемагничивания тонких слоев пермаллоя зависит от толщины слоя и в определенной степени зависит от латеральных размеров структур.

Установлено, что с увеличением толщины пермаллоя уменьшается коэрцитивность и поля зарождения границ, но они увеличиваются при увеличении латеральных размеров структур.

Показано, что даже в структурах макроскопических размеров, т.е. на порядки превышающих характерный магнитный масштаб – расчетную ширину доменных границ, при толщинах пермаллоя 30-60 нм взаимодействие полей рассеяния на границах и на краях существенно влияет на кинетику перемагничивания пермаллоя.

Ширины доменных границ в слоях пермалллоя, выращенных на ниобии толщиной 100 нм, на порядки превышают расчетные.

## Использованная литература:

- К. Киттель, Физическая теория доменной структуры ферромагнетиков. УФН, 50, 452 (1950).
- 2. Ч. Киттель, Введение в физику твердого тела.
- 3. Г. С. Кринчик, Физика магнитных явлений. М., Изд-во Моск. ун-та, 1976
- 4. С. В. Вонсовский, Магнетизм. М., Наука, 1971
- 5. Alex Hubert, Rudolf Schäfer, Magnetic domains: The Analysis of Magnetic Domain Microstructures. Springer Verlag, Berlin, 1998
- 6. I. Zutic, S. Das Sarma Spintronics: Fundamentals and applications. Rev. Mod. Phys., **76**, 323 (2004)
- 7. А.П. Пятаков, А.В. Хвальковский. Эффект переноса спина и магнитная память будущего. Бюллетень МАГО, **10**, 3, стр.1 (2009)
- 8. В.В. Рязанов и др., Эффект близости и спонтанная вихревая фаза в планарных SFструктурах. Письма в ЖЭТФ, 77, 43 (2003)
- 9. L. S. Uspenskaya, O. A. Tikhomirov, S. I. Bozhko, and A. A. Chugunov, Domain structure and magnetization of the permalloy/niobium bilayers, J. Appl. Phys. **113**, 163907 (2013)