

05;11;12

©1993 г.

## ГИСТЕРЕЗИС И МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ В МАЛЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*С.В.Лебедев*

Приведены результаты экспериментального исследования процессов перемангничивания эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов с анизотропией типа "легкая ось в плоскости" в малых магнитных полях, когда основным механизмом является движение доменных стенок. Каждому участку продольных и поперечных петель гистерезиса поставлен в соответствие конкретный процесс преобразования доменной структуры. Отмечены изменения, происходящие в пространственном распределении намагниченности пленок под влиянием внешних постоянных подмагничивающих полей. Рассмотрено преобразование формы петли гистерезиса при одновременном воздействии на пленки постоянных и переменных магнитных полей.

### Введение

Одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений физики магнитных материалов является изучение процессов перемангничивания ферро-, ферри- и антиферромагнетиков в постоянных и импульсных магнитных полях. Актуальность этого направления обусловлена как фундаментальным интересом, так, пожалуй, даже в большей степени возможными прикладными применениями магнитоупорядоченных сред в различного рода сенсорах, устройствах памяти, функциональных элементах систем обработки информации.

Последние двадцать лет уделяется традиционно большое внимание изучению прозрачных пленок ферритов со структурой граната. Первоначально интерес к этим материалам был стимулирован перспективой создания эффективных запоминающих устройств на цилиндрических магнитных доменах [1] и транспарантов для матричных оптических процессов [2]. В связи с этим основным объектом роста и исследования долгое время являлись пленки с сильной одноосной перпендикулярной анизотропией. Всесторонне исследованы их статические характеристики: распределение намагниченности в постоянных однородных и пространственно неоднородных магнитных полях всевозможных ориентаций, а также процессы перемангничивания в медленно меняющихся и импульсных магнитных полях.

Однако в последние годы существенно возрос интерес к пленкам ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией, когда в отсутствие

внешних подмагничивающих полей вектор намагниченности лежит в плоскости пленки. Здесь и далее мы ограничимся в рассмотрении классов пленок, анизотропию которых более точно можно охарактеризовать как "легкая ось в области пленки", когда помимо плоскостной ориентации намагниченности имеет место существенная анизотропия свойств в плоскости пленки, наведенная, как правило, в процессе эпитаксиального выращивания. Такие пленки характеризуются обычно наличием трудной и легкой осей перемагничивания в плоскости слоя (ОТН и ОЛН).

Еще в середине 70-х годов была отмечена перспективность использования плоскостных пленок для создания интегральномагнитооптических модуляторов света [3]. Позже было обосновано их применение в невзаимных интегральных устройствах [4]. Решающим преимуществом перед одноосными ферритами-гранатами здесь оказались чрезвычайно малые магнитные поля, необходимые для управления структурой намагниченности.

Впоследствии экспериментально продемонстрированы уникальные возможности плоскостных пленок для задач измерения малых магнитных полей [5,6]. Высокая локальность измерения, обеспечиваемая оптическим методом, обуславливает возможность создания устройств для визуализации и топографирования распределений пространственно неоднородных магнитных полей [7].

Отмеченные выше возможности широкого практического применения магнитооптических пленок с плоскостной анизотропией определяют актуальность их всестороннего исследования. Однако к настоящему моменту известно лишь немного работ, посвященных изучению характеристик легкоплоскостных пленок феррито-гранатов, что особенно контрастирует с огромной библиографией по одноосным пленкам. При этом в известных работах авторы ограничиваются обычно либо изучением процесса однородного вращения намагниченности в полях, заведомо больших поля насыщения [8], либо простой регистрацией петель гистерезиса в постоянном [3] или переменном поле [9] различной ориентации без каких-либо попыток поставить в соответствие отдельным участкам петли конкретные физические механизмы перемагничивания. С одной стороны, это связано с возможностью простой интерпретации полученных по монодоменному перемагничиванию экспериментальных результатов в рамках модели Стовера-Вольфарта [9]. С другой стороны, имеет место известный скептицизм по поводу возможности прикладных применений пленок, перемагничивающихся движением доменных стенок из-за дополнительных шумов Баркгаузена. Поэтому нам неизвестны работы, посвященные детальному анализу процессов перемагничивания легкоплоскостных ферритов-гранатов в малых магнитных полях. Недостаточно изучено влияние внешних постоянных и переменных полей на форму петли гистерезиса — факторов, эффективно приводящих к ее линеаризации, хотя такая информация могла бы быть полезной при проектировании и оптимизации магнитометров, что с успехом продемонстрировано на примере пленок с одноосной перпендикулярной анизотропией [10]. В настоящей работе приведены методика исследования и экспериментальные результаты по изучению особенностей перемагничивания пленок феррито-гранатов с плоскостной анизотропией в малых магнитных полях, рассмотрено влияние внешних подмагничивающих полей на форму петли гистерезиса.

В работе исследовались пленки ферритов-гранатов состава  $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ , выращенные на монокристаллических подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) ориентации (111). Толщина эпитоксимальных слоев варьировалась от 3 до 5 мкм. Исследуемые образцы помещались в систему катушек Гельмгольца, создающие однородные взаимоперпендикулярные магнитные поля, как переменные, так и постоянные, ориентированные в плоскости пленки (рис.1). Изучение процессов перемагничивания проводилось магнитооптическим методом, причем для обеспечения фарадеевского взаимодействия зондирующего излучения с намагниченностью, ориентированной в плоскости пленки, свет падал на образцы под углом  $45^\circ$  (имеется в виду угол падения в воздухе).

Схема экспериментальной установки во многом стандартна. В качестве источника света для записи петель гистерезиса использовался инфракрасный светодиод. Излучение светодиода, сколлимированное линзой в пучок диаметром порядка 10 мм, проходит последовательно поляризатор, исследуемую магнитооптическую пленку, анализатор и попадает на приемную площадку кремниевого фотодиода. При прохождении света через образец феррита происходит его азимутальная неоднородная по апертуре модуляция, соответствующая пространственному распределению намагниченности пленки. Анализатор, ориентированный под углом  $45^\circ$  по отношению к поляризатору для линейной регистрации сигналов, преобразуют азимутальную модуляцию в амплитудную, которая регистрируется фотоприемником.

В экспериментах по регистрации петлей гистерезиса сигнал с фотодиода поступал на один из входов дифференциального усилителя, а на другой его вход подавалось постоянное напряжение от источника питания для компенсации постоянной составляющей фотосигнала, многократно превышающей полезный сигнал магнитооптической модуляции. Запись сигналов перемагничивания была организована путем медленной, с частотой  $10^{-2}$  Гц, пилообразной развертки внешнего магнитного поля. Сигнал развертки параллельно поступал на X-вход двухкоординатного самописца. На вход Y-вход самописца подавался сигнал с дифференциального усилителя. В случае наличия высокочастотного подмагничивающего поля между дифференциальным усилителем и самописцем включался фильтр низких частот с постоянной времени, достаточной для фильтрации высокочастотной составляющей фотосигнала.

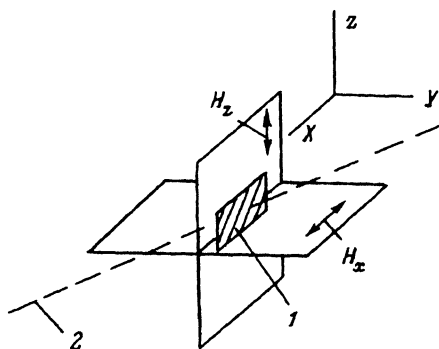


Рис. 1. Геометрия эксперимента: ориентация подмагничивающего поля  $\mathbf{H}$  и оптической оси схемы относительно плоскости магнитооптической пленки.

1 — феррит-гранат, 2 — оптическая ось.

Одной из главных целей работы явилось выяснение конкретных механизмов перемагничивания пленок с плоскостной анизотропией. Для этого применялось визуальное наблюдение преобразования доменных структур в процессе изменения внешнего магнитного поля. В качестве источника света использовалась лампа накаливания с конденсором. Распределение намагниченности наблюдалось визуально через объектив и окуляр, помещенные за анализатором и обеспечивавшие оптическое увеличение в 10–30 раз. Для увеличения контраста наблюдения велось в почти скрещенной системе поляризаторов, к тому же сильная дисперсия эффекта Фарадея в ферритах приводила к дополнительному существенному цветовому контрасту доменов с намагниченностью различной ориентации. Используя цифровой амперметр в цепи развертки магнитного поля, можно было каждому участку регистрируемых фотоэлектрически петель гистерезиса поставить в соответствие конкретное распределение намагниченности пленки феррита-граната.

### Перемагничивание пленок с плоскостной анизотропией в малых магнитных полях

Визуальное наблюдение и фотоэлектрическая регистрация перемагничивания проводились при различном взаимном расположении оптической оси системы, осей анизотропии и направлении медленно меняющегося перемагничивающего поля. Это делалось для более подробного изучения происходящих процессов, так как, например, малые углы взаимного отклонения проекции оптической оси на пленку и намагниченности приводили к слабым фотоэлектрическим сигналам и малой контрастности изображения (сигнал меняется как косинус малого угла), а поворот всей системы вокруг нормали к плоскости пленки на  $90^\circ$  приводил к возрастанию контраста и облегчению регистрации фотосигнала (изменяющегося как синус малого угла). Результаты измерений, когда в плоскости падения светового луча лежит ОЛН или ОТН, обозначены ниже, как  $U_L$  и  $U_T$  соответственно.

В отсутствие внешних магнитных полей вектор намагниченности  $M$  пленки направлен в каждой точке вдоль ОЛН. Если предварительно пленка была размагничена медленно убывающим по амплитуде переменным полем, то в состоянии равновесия она разбита на домены с противоположной ориентацией вектора  $M$  и суммарная намагниченность ее равна нулю. При этом форма доменных границ существенно зависит от степени дефектности пленки. Так, при низкой плотности дефектов образуется крупноблочная квазиполосовая доменная структура с протяженными линейными доменными стенками и характерным поперечным размером блока до 1–3 мм. В случае сильно дефектной пленки происходит локализация отдельных доменов в потенциальном рельефе дефектов и доменные границы становятся “рваными”, а в крупные блоки доменов одного знака вкраплены маленькие домены другого знака. Перемагничивание в поле, направленном вдоль ОЛН, происходит путем движения доменных стенок без изменения направления вектора  $M$ . Наличие дефектов приводит к прерывистому характеру движения доменных стенок — скачкам Баркгаузена. На рис.2,а приведена гистерезисная характеристика легкоплоскостной пленки при перемагничивании вдоль ОЛН в отсутствие поперечного магнитного поля ( $H_T = 0$ ) и соответствующая изложенному механизму структура намагниченности. Небольшие плавные участки вблизи насыщения свидетельствуют о присутствии процесса доворота

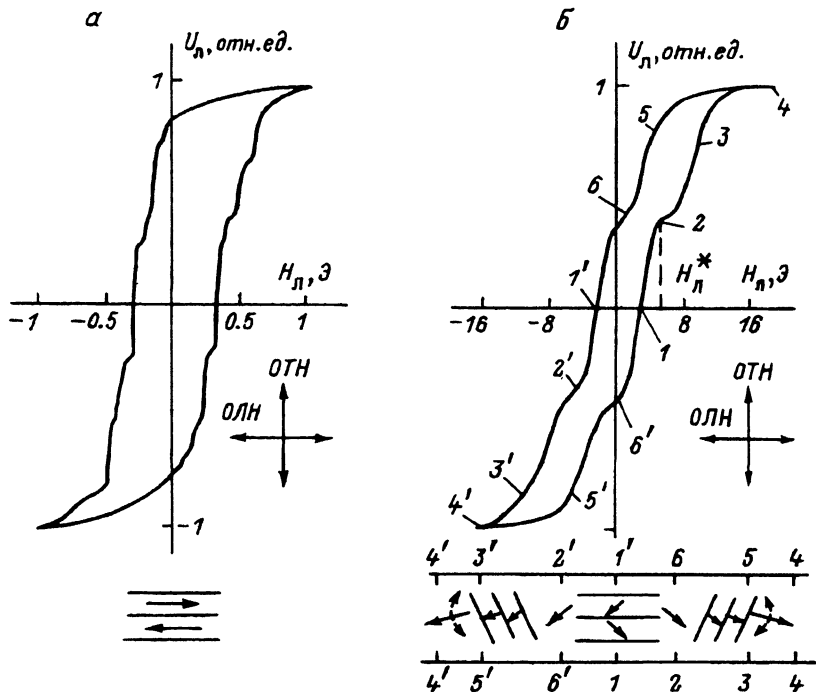


Рис. 2. Продольные петли гистерезиса (развертка поля вдоль ОЛН) и соответствующие структуры намагниченности для двух значений поперечного подмагничивающего поля.

а —  $H_T = 0$ , б —  $1.5 \text{ Э}$ .

намагниченности к направлению поля и могут быть объяснены либо небольшой неоднородностью поля, либо конечной дисперсией направления ОЛН по поверхности пленки. Выход пленки из насыщения при обратном ходе развертки сопровождается зарождением клиновидных доменов обратного знака на краях образца, их постепенным прорастанием к центру с последующим формированием квазиполосовой структуры.

Наличие даже небольшого поперечного (вдоль ОТН) поля существенно меняет продольный гистерезис пленки. Влияние ненулевого  $H_T$  на форму петли гистерезиса более подробно будет обсуждаться ниже, а здесь мы отметим появление в процессе перемагничивания наклонных доменных структур, ориентированных под углом  $+60^\circ$  и  $-60^\circ$  к ОЛН, и постепенное увеличение поля насыщения с ростом  $H_T$ . Кроме этого, характерный размер горизонтальных доменных структур уменьшается при увеличении  $H_T$ , в связи с чем скачки Баркгаузена становятся меньше, так что в масштабе следующих рисунков их даже не видно.

На рис.2,б представлена продольная петля гистерезиса и эволюция доменных структур в процессе перемагничивания для поперечного подмагничивания поля  $H_T = 1.5 \text{ Э}$ . Цифрами показано соответствие между различными участками петли гистерезиса и доменными структурами, а стрелками — направление намагниченности в доменах. Перемагничивание осуществляется в основном движением доменных стенок и только на участках, близких к насыщению, имеет место поворот вектора  $M$ . Намагниченность в горизонтальных доменах отклонена от ОЛН в направле-

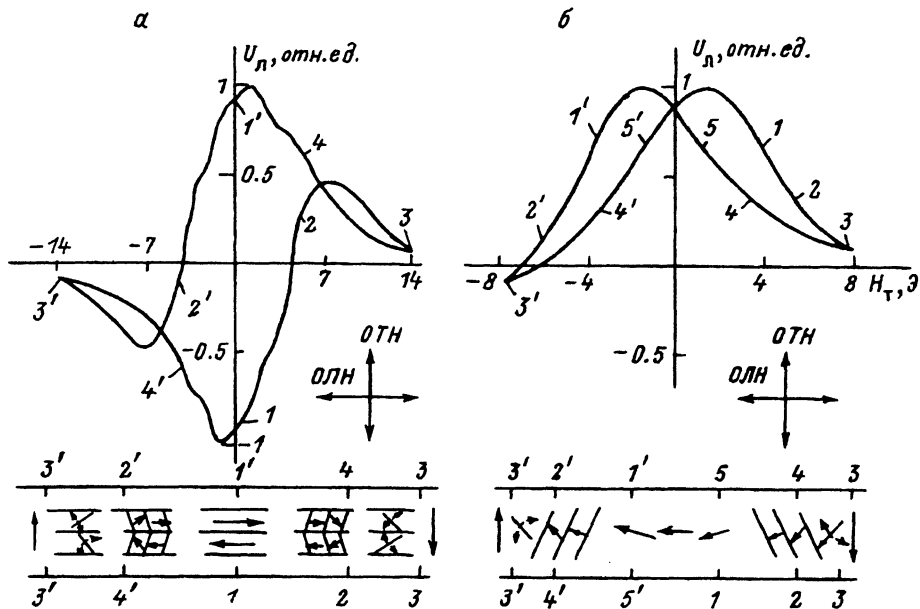


Рис. 3. Поперечные петли гистерезиса (развертка поля вдоль ОТН) и соответствующие структуры намагниченности для двух значений продольного подмагничивающего поля.

а —  $H_L = 0$ , б —  $0.3 \text{ Э}$ .

нии приложенного перпендикулярного поля. Между участками существования горизонтальных и наклонных доменов существует монодоменная точка. Перемагничивание наклонных доменных структур осуществляется аналогично горизонтальным путем движения доменных стенок, причем при возрастании  $H_L$  увеличивается область с меньшим наклоном  $M$  к ОЛН. Смена знака поля развертки приводит к совершенно симметричным процессам перемагничивания, включая смену знака угла наклона “косых” доменных структур к ОЛН.

Существование наклонных доменных структур можно, по-видимому, объяснить кубической анизотропией подложки ГГГ. Известно, что оси системы  $[112]$  образуют в плоскости подложки диагонали правильного шестиугольника. Таким образом, если одна из осей этой системы совпадает с ОЛН (а плоскостная анизотропия рассматриваемого типа может индуцироваться в процессе эпитаксиального выращивания), то кроме основной доменной структуры, определяемой ростовой анизотропией, вполне могут возникать наклонные со стенками, направленными вдоль других осей системы  $[112]$  вследствие локальных максимумов в кристаллографической части полной энергии ферромагнетика. Этот вопрос требует детального теоретического анализа.

При перемагничивании пленок вдоль ОТН наблюдаются более сложные структуры намагниченности, чем описано выше. На рис.3,а представлены поперечная петля гистерезиса и соответствующие ей структуры намагниченности кристалла, находящегося в нулевом магнитном поле ( $H_L = 0$ ). При нулевом поле развертки (вдоль ОТН) в кристалле существует крупноблочная структура с направлением вектора  $M$  вдоль ОЛН.

Как только поле вдоль ОТН перестает быть равным нулю, внутри этих горизонтальных структур возникают наклонные домены, в которых горизонтальная проекция намагниченности (на ОЛН) соответствует по знаку первоначальной, а вертикальная (на ОТН) соответствует знаку поля развертки. Интересно, что вблизи нуля развертки имеет место ситуация, когда одновременно существуют горизонтальные и наклонные доменные стенки обеих ориентаций (имеется в виду наклон  $+60$  и  $-60^\circ$  к ОЛН).

При возрастании поля развертки перемагничивание идет путем движения наклонных доменных стенок при практически неподвижных горизонтальных, причем домены с наклонной к ОЛН ориентацией намагниченности поглощают области, где проекция  $M$  на ОТН равна нулю. На участке 2-3 и аналогичных (схема на рис. 3,а) существуют неподвижные горизонтальные доменные структуры, перемагничивание внутри которых при возрастании поля развертки идет путем доворота вектора  $M$  до направления ОТН. При достижении насыщения и последующем уменьшении поля вдоль ОТН процесс перемагничивания идет в обратном порядке, а при смене знака поля развертки все происходит симметрично вышеописанному.

Появление даже небольшого (десятые доли эрстеда) продольного магнитного поля вдоль ОЛН существенно меняет поперечную гистерезисную характеристику исследуемых пленок, как это показано на рис. 3,б. При положительном направлении продольного поля нижняя ветвь гистерезиса сильно деформируется и переходит в верхнюю полуплоскость. В картине распределения намагниченности исчезают горизонтальные доменные стенки, а также наклонные доменные структуры с проекцией намагниченности, обратной приложенному продольному полю смещения. Физический механизм перемагничивания иллюстрирует приведенная на этом же рисунке схема. При прохождении поля развертки через нуль образец находится в монодоменном состоянии и происходит однородное вращение намагниченности. При увеличении поля развертки  $H_T$  появляются наклонные доменные структуры с одинаковым знаком, но разной величиной проекции намагниченности как на ОТН, так и на ОЛН, а перемагничивание идет путем движения доменных стенок. После достижения монодоменного состояния процесс заканчивается поворотом намагниченности к направлению поля развертки.

Представленные выше гистерезисные кривые являются интегральной характеристикой образца и отражают поведение его средней намагниченности. В процессе работы были проведены эксперименты по изучению влияния апертуры зондирующего излучения и местоположения светового пятна на измеряемые характеристики. С уменьшением апертуры луча происходит увеличение сигналов от отдельных скачков Баркгаузена и сокращение их общего количества, а при апертуре  $d = 0.1$  мм сигнал представляет собой единичный скачок Баркгаузена. Изменение местоположения светового пятна практически не влияло на форму регистрируемой кривой перемагничивания, если не приближаться к краям пленки. По результатам экспериментов можно примерно оценить такую величину, как пространственный масштаб скачка Баркгаузена (для исследуемой пленки 0.1 мм), — характеристику, тесно связанную, по-видимому, со степенью дефектности магнитооптических пленок. Дальнейшие исследования в этом направлении не проводились, хотя актуальность проблемы изучения флуктуационных процессов в пленках не вызывает сомнения [11].

## Влияние внешних магнитных полей на гистерезис эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией

Предыдущий раздел был посвящен в основном обсуждению физических механизмов перемагничивания пленок с плоскостной анизотропией в той или иной конфигурации внешних магнитных полей. Здесь и далее мы рассмотрим влияние таких полей, в том числе переменных, на форму петли гистерезиса, которая фактически является передаточной функцией в различного рода магнитооптических устройствах.

Выше, на рис. 2, *а, б*, были представлены основные этапы эволюции продольной петли гистерезиса в присутствии поперечного подмагничивающего поля, направленного вдоль ОТН. Если  $H_T \neq 0$ , то на петле гистерезиса появляется излом при  $H_D = H_D^*$ , сопровождающийся уменьшением наклона кривой к оси абсцисс. Этот эффект связан с появлением в точке излома наклонных доменных структур. При увеличении поперечного подмагничивающего поля  $H_T$  величина  $H_D^*$  убывает. Одновременно происходит равномерное схлопывание петли гистерезиса и увеличение поля насыщения, пока при некотором достаточно большом значении  $H_T$  (для данной пленки это 8 Э) характеристика перемагничивания не выродится в плавную кривую с протяженным линейным участком и полным отсутствием гистерезиса. В этом случае полностью пропадает доменная структура и перемагничивание пленки осуществляется путем однородного вращения намагниченности.

На рис. 4 приведены петли гистерезиса вдоль ОТН при наблюдении вдоль этой же оси. Из этого рисунка следует, что классическая модель Стонера-Вольфарта не может быть использована для описания перемагничивания пленок ферритов-гранатов с анизотропией типа “легкая ось в плоскости”, хотя она с успехом применяется для интерпретации экспериментов с металлическими, в частности пермаллоевыми, образцами

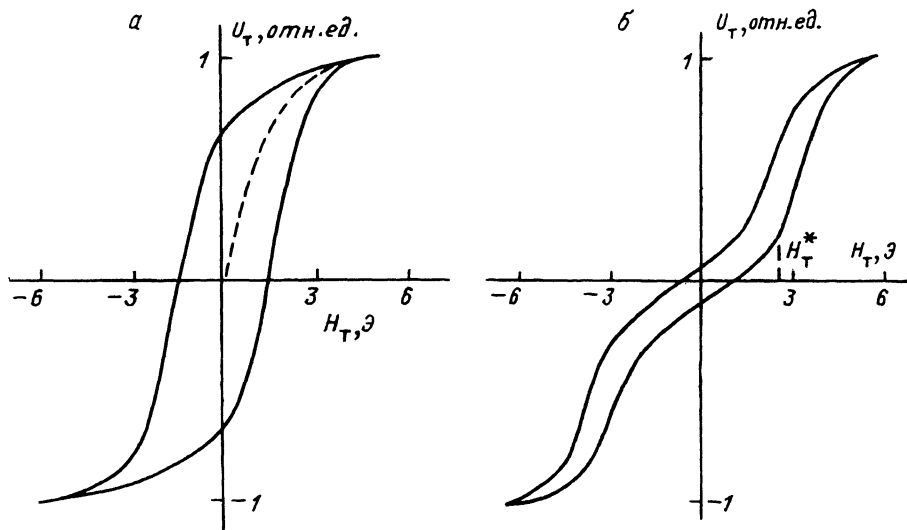


Рис. 4. Петли гистерезиса вдоль ОТН для двух значений поля вдоль ОЛН.  
*а* —  $H_D = 0$ , *б* — 1.7 Э.



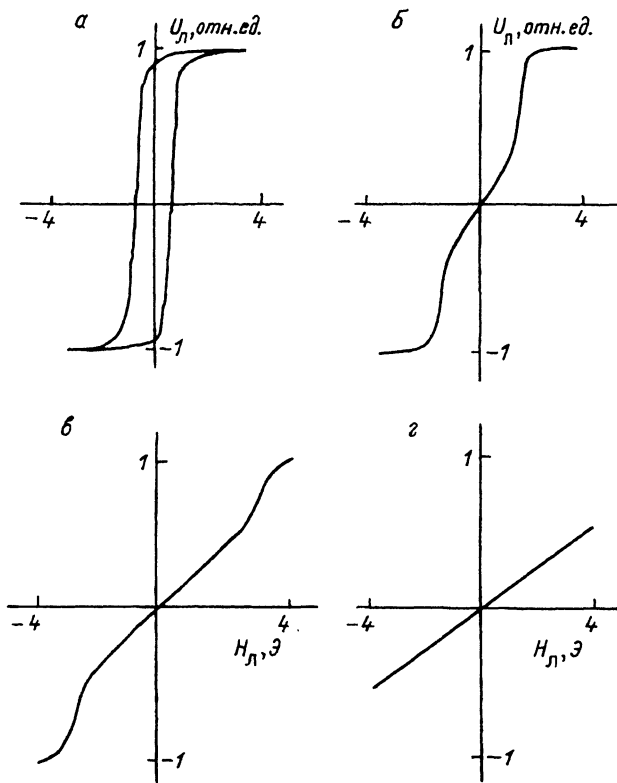


Рис. 5. Продольные петли гистерезиса при  $H_T = 0$  и ВЧ подмагничивании.  
 $h, \text{Э}$ : а — 0, б — 2, в — 4, г — 7.5.

[12]. Модель Стонера-Вольфарта не может адекватно описать даже среднюю кривую намагничивания [13] ферритов-гранатов, что, по-видимому, связано с сильной анизотропией их свойств в плоскости пленки. Действительно, вместо линейной зависимости с полем насыщения, равным коэрцитивной силе, мы видим плавную кривую линию с наклоном, убывающим от центра к периферии, и полем насыщения, на порядок превосходящим коэрцитивную силу в ее классическом определении [12]. При этом наличие собственно гистерезиса, конечно, объясняется тем, что перемагничивание вдоль ОН идет в основном путем движения доменных стенок.

Подача небольшого перпендикулярного поля смещения вдоль ОЛН приводит к появлению на гистерезисной характеристике излома в точке  $H_T = H_T^*$  (рис. 4, б) и уменьшению наклона кривой в ее центральной части. С увеличением поля смещения величина  $H_T^*$  также растет, а гистерезисная петля постепенно схлопывается, пока не исчезнут наклонные домены.

Сильное влияние на форму петли оказывает высокочастотное подмагничивание. Из практики магнитной записи уже давно известно, что в присутствии ВЧ подмагничивающего поля передаточная характеристика ферромагнитного слоя линейаризуется. Аналогичное явление имеет место для одноосных пленок с перпендикулярной анизотропией [10]. В

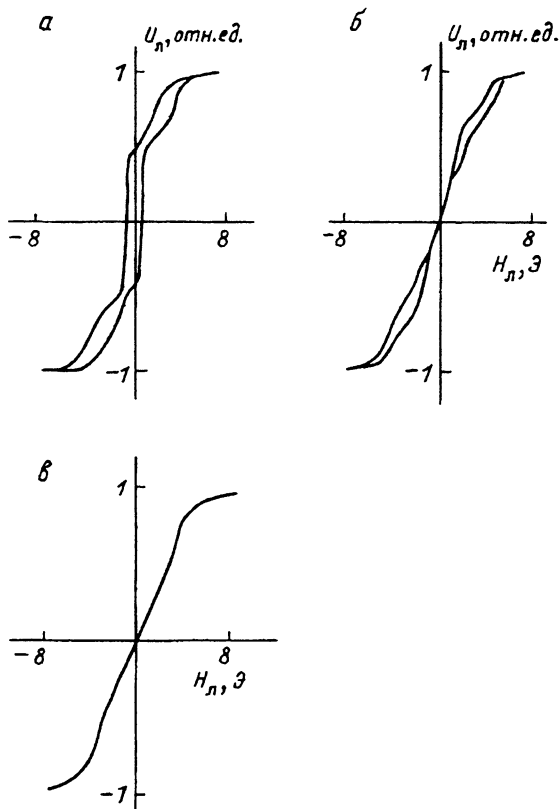


Рис. 6. Продольные петли гистерезиса при  $H_T = 2$  Э и ВЧ подмагничивании.  $h$ , Э: а — 0, б — 1, в — 5.

настоящей работе исследованы изменения петли гистерезиса легкоплоскостных пленок, вызванные ВЧ подмагничиванием (частота 0.3–2 кГц). На рис. 5 представлены продольные петли гистерезиса при различных значениях напряженности ВЧ поля  $h$  и нулевом поперечном постоянном подмагничивании ( $H_T = 0$ ). Видно, что наложение ВЧ поля вдоль ОЛН приводит к однородному схлопыванию петли гистерезиса и появлению в ее центральной части участка с меньшим наклоном. При увеличении амплитуды ВЧ поля точка излома кривой перемагничивания перемещается к ее периферии, наклон линейного участка падает, а при полях порядка 7–10 Э измеряемая зависимость становится линейной без какого-либо гистерезиса.

Рис. 6 иллюстрирует изменения, происходящие при высокочастотном схлопывании петли гистерезиса в присутствии постоянного перпендикулярного подмагничивания вдоль ОЛН. Принципиально новым эффектом здесь является неоднородное схлопывание петли гистерезиса, начинающееся с ее центральной части. При этом наклон линейной части сравним с наклоном аналогичной кривой без перпендикулярного подмагничивания, а шумовые характеристики — флуктуации сигнала, вызванные скачками Баркгаузена, существенно улучшаются. Эти факторы определяют перспективность режима с продольным ВЧ и перпендикулярным посто-

янным подмагничиванием для использования в измерителях магнитных полей.

## Заключение

В настоящей работе впервые проведено всестороннее исследование процессов перемагничивания эпитаксиальных гранатовых пленок с анизотропией типа "легкая ось в плоскости" в малых магнитных полях. Каждому участку продольных и поперечных петель гистерезиса поставлен в соответствие конкретный физический механизм перемагничивания. Изучено влияние внешних постоянных и переменных полей на форму петли гистерезиса и на этой основе предложен режим подмагничивания, перспективный для использования в высокочувствительных магнитометрах. В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить А.Е. Корзуна и К.О. Паякратова за помощь в проведении экспериментов.

## Список литературы

- [1] *Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах*. Справочник /Под ред. Н.Н. Евтихеева, Б.Н. Наумова. М.: Радио и связь, 1987. 488 с.
- [2] *Радошкин В.В., Червонокис А.А.* Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
- [3] *Tien P.K., Schinke D.P., Blank S.L.* // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 7. P. 3059–3068.
- [4] *Прохоров А.М., Смоленский Г.А., Агеев А. Н.* // УФН. 1984. Т. 143. № 1. С. 33–72.
- [5] *Doriath G., Gandry R., Hartemann A.* // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 11. P. 8263–8265.
- [6] *Ветошко П.М., Топоров А.Ю.* // Тез. докл. XII Всесоюз. семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники". Новгород, 1990. С. 234–235.
- [7] *Вишневский В.Г., Гусев М.Ю., Ярыгин А.В.* // Тез. докл. Семинар по магнито-микроэлектронике. Симферополь, 1991. С. 14.
- [8] *VcGlashan-Powell M., Wolfe R., Dillon J.F., Fratello V.J.* // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 66. N 7. P. 3342–3347.
- [9] *Агеев А.Н., Байдакова М.В., Руткин О.Г.* и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 18. С. 1659–1662.
- [10] *Григорьев В.А., Орбинский С.П., Быстров М.В.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 18. С. 1117–1120.
- [11] *Колачевский Н.Н.* Флуктуационные явления в ферромагнитных материалах. М.: Наука, 1985. 184 с.
- [12] *Праттон М.* Тонкие ферромагнитные пленки. Пер. с англ. Л.: Судостроение, 1967. 266 с.
- [13] *Вашкевич Н.П., Сергеев Н.П., Чижухин Г.Н.* Электромагнитная техника. М.: Высшая школа, 1975. 246 с.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию  
20 января 1993 г.