

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА**

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Матюнин Андрей Валерьевич

**ИССЛЕДОВАНИЕ 90°-ГО ИМПУЛЬСНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ
ПЛЁНОК ФЕРРИТОВ – ГРАНАТОВ С АНИЗОТРОПИЕЙ ТИПА
"ЛЁГКАЯ ПЛОСКОСТЬ"**

01.04.11 - Физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2009

Работа выполнена на кафедре общей физики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
главный научный сотрудник,
профессор,
Колотов Олег Сергеевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор,
Грановский Александр Борисович

доктор физико-математических наук,
главный научный сотрудник,
Клепарский Вадим Георгиевич

Ведущая организация: Институт общей физики Российской Академии Наук
им. А.М. Прохорова

Защита состоится «12» ноября 2009 года в 17 часов 30 минут на заседании Диссертационного Совета Д-501.001.70 при Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова по адресу: 119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, д.1, стр.35, конференц-зал Центра коллективного пользования физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан «___» октября 2009 г.

Учёный секретарь
Диссертационного Совета Д-501.001.70
доктор физико-математических наук,
профессор

Г.С. Плотников

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Переходные процессы в магнитных материалах широко используются в современной технике для формирования импульсов, получения мощных релятивистских пучков электронов, модуляции различного вида излучений, обработки и хранения информации. Открываются новые возможности применения магнетиков в связи с развитием спинтроники и применением нанотехнологий. Изучение переходных процессов представляет и самостоятельный научный интерес. Действительно, их протекание связано с фундаментальными процессами взаимодействия спинов между собой и с кристаллической решёткой. Особенности этих взаимодействий проявляются в разнообразии механизмов импульсного намагничивания и перемагничивания, влияют на характер потерь энергии в магнитной подсистеме и, естественно, сказываются на скорости изменения намагниченности.

Несмотря на актуальность обсуждаемой тематики, исследование переходных процессов проводилось всего лишь в 9-10 типах магнитных материалов. Из них только в пермалловых плёнках, плёнках ферритов-гранатов с вертикальной анизотропией, магнитомягких аморфных плёнках и монокристаллах бората железа исследования доведены до понимания основных закономерностей поведения намагниченности. К тому же полученная информация в основном относится к процессам 180° -го перемагничивания.

Цель работы

В настоящей диссертации в качестве объекта исследования выбраны плёнки ферритов-гранатов с анизотропией типа "лёгкая плоскость". Такие плёнки отличаются от перечисленных материалов как типом и количественными характеристиками анизотропии, так и значением намагниченности насыщения, что неизбежно должно сказываться на их импульсных свойствах. Они являются перспективными материалами для устройств интегральной оптики: скоростных модуляторов инфракрасного излучения, управляемых волноводов, рециркуляторов и т.д. В связи с этим необходимо исследование процессов 90° -го импульсного намагничивания.

Какая-либо информация о 90° -ом импульсном намагничивании плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа "лёгкая плоскость" в литературе отсутствует. Практически отсутствует информация и о других переходных процессах, а также об

основных характеристиках плёнок, могущих оказывать влияние на их импульсные свойства. Так, было известно, что в этих плёнках наряду с анизотропией типа "лёгкая плоскость", в их плоскости проявляется двухосная анизотропия. Однако в литературе нет никаких данных о величине эффективного поля двухосной анизотропии.

В свете сказанного, целью диссертационной работы было исследование закономерностей процесса 90° -го импульсного намагничивания плёнок ферритов-гранатов и их зависимости от плоскостной и двухосной анизотропий. Все исследуемые процессы инициировались при помощи полей, прикладываемых в плоскости плёнок.

Научная новизна результатов, полученных в диссертации:

Впервые исследованы процессы 90° -го импульсного намагничивания плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа "лёгкая плоскость". Обнаружено, что поведение намагниченности в указанных плёнках существенно отличается от поведения намагниченности в ранее исследованных магнетиках.

Получены следующие результаты:

- I. Впервые наблюдались квазилинейные свободные колебания намагниченности под действием магнитных полей, прикладываемых в плоскости плёнки. Установлено, что наличие плоскостной анизотропии (с эффективным полем H_{kp}) приводит к увеличению коэффициента затухания колебаний. Показана возможность определения эффективных полей плоскостной и двухосной анизотропий путём анализа свободных колебаний намагниченности. Информация о значениях эффективного поля двухосной анизотропии плёнок ферритов-гранатов получена в работе впервые.
- II. Обнаружено, что нелинейный процесс 90° -го импульсного намагничивания плёнок ферритов-гранатов характеризуется следующими особенностями:
 1. малым интервалом значений угла φ ($\leq 5^\circ-6^\circ$), в пределах которого происходит обратимое вращение намагниченности;
 2. широким диапазоном длительностей ($\sim 10^{-6}-10^{-9}$ с);
 3. возможностью изменения направления намагниченности на угол, близкий к 90° при значениях амплитуды намагничивающего импульса H_m ($\approx 5-6$ Э), много меньших эффективного поля двухосной анизотропии H_{k2} ($\sim 30-70$ Э);

4. наличием излома на кривой импульсного намагничивания, наблюдаемом в поле H_m^* ($\sim 15-20$ Э) и обусловленном переходом к механизму однородного вращения намагниченности;
 5. наличием глубокого минимума на продольных сигналах намагничивания, наблюдаемых в полях $H_m < H_m^*$, свидетельствующего о том, что начальное вращение намагниченности тормозится силами анизотропии, а затем сменяется более медленным механизмом намагничивания;
 6. слабой зависимостью интенсивности нелинейных колебаний намагниченности, сопровождающих процесс 90° -го импульсного намагничивания в полях $H_m > H_m^*$, от длительности фронта намагничивающего импульса.
- III. Выполнены расчёты полей излома кривых импульсного намагничивания H_m^* и углов начального вращения намагниченности φ_m в полях $H_m < H_m^*$. Совпадение результатов расчётов с экспериментальными данными свидетельствует о том, что плотность энергии двухосной анизотропии в реальных плёнках ферритов-гранатов хорошо описывается известным выражением $W_2 = -K_2 \cdot \cos 4\varphi$, а для описания поведения намагниченности применима модель однородного вращения.
- IV. Проведён численный расчёт сигналов 90° -го импульсного намагничивания. Их сопоставление с экспериментальными сигналами свидетельствует о том, что нелинейные колебания, сопровождающие процесс 90° -го импульсного намагничивания, имеют магнитостатическую природу.
- V. Предложен метод определения эффективного поля двухосной анизотропии, основанный на измерении поля излома H_m^* кривой импульсного намагничивания. Для оперативного определения поля излома H_m^* можно использовать зависимость амплитуды начального пика на продольном сигнале 90° -го импульсного намагничивания от амплитуды поля H_m .

Практическая значимость

Результаты, полученные в диссертации, существенно расширяют накопленные в литературе знания о характере поведения намагниченности в быстроизменяющихся магнитных полях. Эти результаты способствуют решению одной из основных задач импульсной магнитодинамики – установлению взаимосвязи между временными свойствами магнетиков и их магнитной структурой, а также основными

взаимодействиями внутри магнитной и кристаллической подсистем магнетика. В частности, в данной работе впервые обращается внимание на то, что наличие плоскостной анизотропии может быть целенаправленно использовано для повышения быстродействия устройств на магнитных материалах.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту:

- I. Результаты исследования свободных колебаний намагниченности, показавшие, что коэффициент затухания колебаний пропорционален эффективному полю анизотропии типа "лёгкая плоскость", а также подтвердившие возможность использования свободных колебаний намагниченности для определения эффективных полей двухосной анизотропии и анизотропии типа "лёгкая плоскость";
- II. Результаты исследования процесса 90°-го импульсного намагничивания плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа "лёгкая плоскость", показавшие, что этот переходной процесс характеризуется следующими особенностями:
 1. малым интервалом значений азимутального угла φ ($\leq 5^\circ$ - 6°), в пределах которого происходит обратимое вращение намагниченности;
 2. широким диапазоном длительностей процесса ($\sim 10^{-6}$ - 10^{-9} с);
 3. возможностью изменения направления намагниченности на угол, близкий к 90° , при значении амплитуды магнитного поля $H_m \approx 5$ - 6 Э, значительно меньшего эффективного поля двухосной анизотропии (~ 30 - 70 Э);
 4. наличием излома на кривой импульсного намагничивания, наблюдаемом в поле $H_m^* \sim 15$ - 20 Э и обусловленном переходом к механизму однородного вращения намагниченности;
 5. наличием глубокого минимума на продольных сигналах намагничивания, наблюдаемого в полях $H_m < H_m^*$, свидетельствующего о том, что начальное вращение намагниченности тормозится силами анизотропии, а затем сменяется более медленным механизмом намагничивания;
 6. слабой зависимостью интенсивности нелинейных колебаний намагниченности, сопровождающих процесс 90°-го импульсного намагничивания в полях $H_m > H_m^*$, от длительности фронта намагничивающего импульса τ_f .
- III. Результаты расчётов полей излома кривых импульсного намагничивания H_m^* и углов начального вращения намагниченности в полях $H_m < H_m^*$ и их

сопоставления с экспериментальными данными, показавшие, что для описания поведения реальных плёнок применима модель однородного вращения намагниченности, а плотность энергии двухосной анизотропии хорошо описывается выражением $W_2 = -K_2 \cdot \cos 4\varphi$;

- IV. Результаты расчётов сигналов импульсного намагничивания и их сопоставления с экспериментальными сигналами, показавшие, что нелинейные колебания, сопровождающие процесс 90°-го импульсного намагничивания, имеют магнитоэлектронную природу;
- V. Предложен метод определения эффективного поля двухосной анизотропии, основанный на измерении поля излома H_m^* кривой импульсного намагничивания. Для оперативного определения поля излома H_m^* можно использовать зависимость амплитуды начального пика на продольном сигнале 90°-го импульсного намагничивания от амплитуды поля H_m .

Достоверность полученных результатов подтверждается применением установки, обеспечивающей достаточную точность исследования временных и импульсных свойств плёнок, совпадением проведённых в работе расчётов с экспериментами, а также повторяемостью результатов для всех пяти исследованных в работе плёнок.

Личный вклад

Большинство из описанных в работе экспериментов проведены диссертантом самостоятельно. Обсуждение и интерпретация экспериментальных результатов проводились совместно с научным руководителем, а также с другими соавторами публикаций.

Апробация результатов работы

Материалы, вошедшие в диссертацию, докладывались на следующих международных конференциях: XVIII международная школа-семинар "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (Москва, 24-28 июня 2002 г.), XIX международная школа-семинар "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (Москва, 28 июня-2 июля 2004 г.), Fourth International Workshop "Materials for Electrical Engineering", Mmde-2004, (Romain, May 25-27, 2004), Moscow International Symposium on Magnetism-2005 (MISM-2005) (Moscow, June 25-30, 2005), XX международная школа-семинар "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (Москва, 12-16

июня 2006 г.), Moscow International Symposium on Magnetism-2008 (MISM-2008) (Moscow, June 20-25, 2008).

Публикации

Основное содержание диссертации изложено в 19 печатных работах, приведённых в конце автореферата: 11 рецензируемых статьях, 9 из которых – в научных журналах из списка ВАК, а также в тезисах и трудах международных конференций.

Структура и объём работы

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, перечня основных результатов и выводов и списка цитируемой литературы из 131 наименования. Объём работы составляет 134 страницы текста, включая 62 рисунка и 4 таблицы.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность выбранной темы, поставлены задачи исследования, кратко рассматривается содержание диссертационной работы, а также приведены положения, выносимые на защиту.

В первой главе обобщается опыт, накопленный в литературе при исследовании 90°-го импульсного намагничивания магнетиков. В связи с отсутствием работ, посвящённых исследованию 90°-го импульсного намагничивания плёнок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией, мы были вынуждены ограничиться анализом данных, полученных при исследовании процессов 90°-го импульсного намагничивания и перемагничивания всего двух магнетиков: пермаллоевых плёнок и монокристаллов бората железа. Рассматривается особенность применения уравнений движения намагниченности к исследованию переходных процессов в пермаллоевых плёнках с одноосной анизотропией. Акцентируется внимание на свободных колебаниях в пермаллоевых плёнках. Отмечаются особенности поведения намагниченности в монокристаллах $FeBO_3$, характеризующихся наличием плоскостной анизотропии с $H_{кр} \sim 60$ кЭ, отсутствием какой-либо анизотропии в их плоскости и сильным проявлением магнитоупругого взаимодействия при длительности переходных процессов $\geq 2-3$ нс. Обсуждается возможность определение эффективных полей анизотропии на установках, предназначенных для исследования переходных

процессов в магнитных плёнках. Приводится краткая информация об основных свойствах плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа "лёгкая плоскость". В заключение главы ставится задача исследования.

Во второй главе даётся описание методики исследования. Обосновывается целесообразность применения индукционного метода. При его выборе мы учитывали, естественно, и стоимость установки, реализующей этот метод, а также то обстоятельство, что длительность переходных процессов в плёнках ферритов-гранатов могла достигать 10^{-7} - 10^{-8} с. За основу была взята индукционная установка, ранее разработанная в нашей лаборатории и впоследствии постоянно модернизируемая в соответствии с достижениями наносекундной импульсной техники, развитием элементной базы электроники, непрерывно меняющимися задачами исследования и появлением новых возможностей их решения. Непосредственно нами, для повышения точности измерений временных характеристик плёнок разработан оригинальный низковольтный искровой обостритель, позволяющий формировать импульсы тока с временем нарастания ≈ 0.3 нс [A1]. Для возбуждения свободных колебаний намагниченности создан полупроводниковый источник импульсов с длительностью фронта ≈ 0.25 нс и общей длительностью, существенно меньшей времени затухания свободных колебаний [A11]. Обсуждается методика обеспечения требуемой геометрии опыта и отбора однородных плёнок. Для решения этих вопросов развит опыт, накопленный ранее в нашей лаборатории при исследовании плёнок с одноосной анизотропией: использовалась зависимость формы и длительности сигнала 180° -го импульсного перемагничивания от ориентации плёнки и направления поперечного магнитного поля.

В третьей главе рассматриваются результаты исследования свободных колебаний намагниченности, возбуждаемых под действием слабых импульсов магнитного поля.

В параграфе 3.1 обсуждаются особенности применения уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта к анализу переходных процессов в плёнках ферритов-гранатов с анизотропией типа "лёгкая плоскость". Предполагается, что анализируемые переходные процессы осуществляются однородным вращением намагниченности. Показано, что в плёнках ферритов-гранатов с эффективным полем плоскостной анизотропии $H_{кр} \geq 500$ - 1000 Э из-за малости угла выхода вектора намагниченности из

плоскости плёнки уравнение Ландау-Лифшица, описывающее интересующий нас процесс, может быть сведено к одномерному уравнению:

$$\ddot{\varphi} + \frac{\lambda}{M_S} \cdot a^* \cdot \dot{\varphi} + a \cdot \gamma^2 \cdot \frac{\partial W}{\partial \varphi} = 0, \quad (1)$$

где параметры:

$$a = \frac{4\pi \cdot M_S + H_{Kp}}{M_S} = \frac{H_{\Sigma}}{M_S}, \quad (2)$$

$$a^* = a + \frac{1}{M_S^2} \cdot \frac{\partial^2 W}{\partial \varphi^2}, \quad (3)$$

M_S – намагниченность насыщения, λ – постоянная затухания Ландау-Лифшица, γ – гиромагнитное отношение, φ - азимутальный угол, отсчитываемый от исходного положения намагниченности. Эффективное поле H_{Σ} учитывает действие сил, удерживающих намагниченность в плоскости плёнки. В общем случае выражение для плотности свободной энергии W учитывает энергию размагничивающего поля, энергию намагниченности во внешнем поле, энергию анизотропии типа “лёгкая плоскость”, энергию одноосной и энергию двухосной анизотропий. Для учёта последней мы воспользовались известным выражением [1]:

$$W_2 = -K_2 \cdot \cos 4\varphi, \quad (4)$$

где K_2 – константа двухосной анизотропии. В итоге имеем:

$$W = K_p \cdot \psi^2 + K_1 \cdot \sin^2 \varphi - K_2 \cdot \cos 4\varphi + 2\pi \cdot M_S^2 \cdot \psi^2 - M_S \cdot H_0 \cdot \cos \varphi - M_S \cdot H_m \cdot \sin \varphi, \quad (5)$$

где K_p , K_1 – константы анизотропии типа “лёгкая плоскость” и, соответственно, одноосной анизотропии. Здесь учтено, что угол ψ выхода вектора намагниченности из плоскости плёнки мал.

Для плёнок с эффективным полем двухосной анизотропии $H_{K2} \leq 40$ Э ($H_{K2} = 16 \cdot K_2 / M_S$) и $H_{Kp} \geq 1$ кЭ членом со второй производной в выражении (3) можно пренебречь и для анализа переходных процессов пользоваться более простым уравнением:

$$\ddot{\varphi} + \lambda \cdot a \cdot \dot{\varphi} + a \cdot \gamma^2 \cdot \frac{\partial W}{\partial \varphi} = 0. \quad (6)$$

В параграфе 3.2 анализируются свободные колебания намагниченности в плёнках ферритов-гранатов. Учитывая малость угла φ ($\leq 10^\circ$ - 12°) уравнение (1) можно линеаризовать. Его решение для реальных плёнок (с коэффициентом затухания $\delta \leq 2 \cdot 10^8$ Гц [A2]) принимает вид:

$$\varphi(t) = \frac{H_m}{H_{K2} + H_0} \cdot \left[1 - \left(\cos(2\pi F \cdot t) + \frac{\delta}{2\pi F} \cdot \sin(2\pi F \cdot t) \right) \cdot e^{-\delta \cdot t} \right], \quad (7)$$

где

$$F = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{a \cdot \gamma^2 \cdot M_S \cdot (H_{K2} + H_0)} \quad (8)$$

– частота колебаний, H_m – амплитуда импульсного намагничивающего поля, H_0 – амплитуда установочного поля. Из анализа уравнений (1) и (6) следует, что коэффициент затухания:

$$\delta = \frac{a^* \cdot \lambda}{2}, \quad (9)$$

для плёнок с $H_{K2} > 40$ Э и $H_{Kp} < 1$ кЭ. Для плёнок же с $H_{K2} \leq 40$ Э и $H_{Kp} \geq 1$ кЭ:

$$\delta = \frac{a \cdot \lambda}{2}. \quad (10)$$

В параграфе 3.3 рассматривается применение свободных колебаний намагниченности для определения эффективных полей анизотропии в плёнках ферритов-гранатов [A13, A3, A2, A15, A10]. В наших экспериментах частота колебаний F изменялась в пределах 0.8-1.2 ГГц.

Эксперимент показал, что в соответствии с выражением (8) зависимости квадрата частоты колебаний от напряжённости установочного поля H_0 действительно аппроксимируются прямыми линиями,

причём для большинства плёнок экспериментальные точки, полученные для двух возможных направлений полей H_m и H_0 , соответствующих каждой из ОЛН, укладываются вблизи одной прямой (рис.1). По точкам пересечения прямых с осями

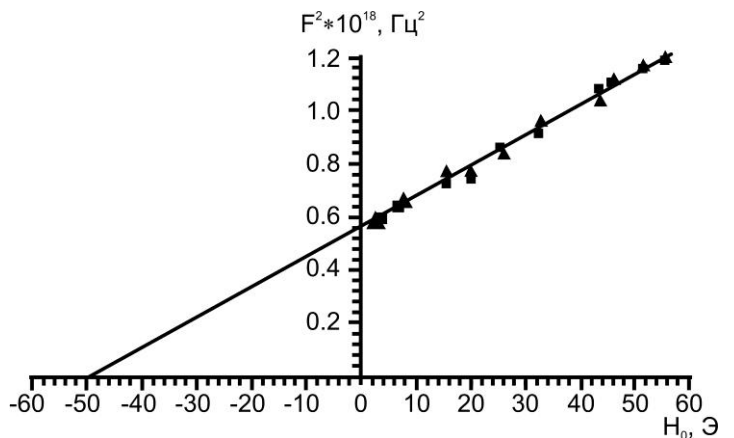


Рис.1. Зависимость квадрата частоты свободных колебаний намагниченности от напряжённости установочного поля H_0 . Плёнка 3. ▲ – поле H_0 направлено вдоль одной из ОЛН, ■ – вдоль другой ОЛН.

абсцисс можно определить значения эффективного поля H_{K2} двухосной анизотропии, проявляющейся в плоскости плёнок, а по угловому коэффициенту можно определить значение эффективного поля H_{Σ} , и по известному значению M_S найти величину H_{Kp} . Полученные нами значения эффективных полей H_{K2} и H_{Σ} , а также другие данные исследованных плёнок приведены в таблице 1.

Таблица 1. Основные данные исследуемых плёнок.

Плётка	Состав	Толщина, мкм	M_S , Гс	H_{K2} , Э	H_{Σ} , кЭ	$\delta \cdot 10^8$, Гц
1	(LuBi) ₃ (FeGa) ₅ O ₁₂	1.8	16	67	0.57	0.9
2	(LuBi) ₃ (FeGa) ₅ O ₁₂	6	16	55	0.9	1.25
3	(LuBi) ₃ (FeGa) ₅ O ₁₂	2.8	16	50	1.2	1.6
4	(LuBi) ₃ (FeGa) ₅ O ₁₂	4.0	16	62	1.36	2.0
5	(YLuBi) ₃ (FeGa) ₅ O ₁₂	4.0	14	$H'_{K2} = 32$	1.27	1.1
				$H''_{K2} = 40$		

В общем же случае ОЛН могут отличаться друг от друга. Для плётки 5 экспериментальные зависимости $F^2(H_0)$, полученные для двух обсуждаемых геометрий опыта, чётко различаются: каждой из них соответствует своя аппроксимирующая прямая. Обе прямые параллельны друг другу и пересекают ось абсцисс при разных значениях поля H_0 : H'_{K2} и H''_{K2} (значения приведены в таблице 1). Согласно И.С. Эдельман [1], неэквивалентность осей лёгкого намагничивания объясняется тем, что в плоскости плётки проявляется и одноосная анизотропия с эффективным полем H_{K1} ($H_{K1} = 2 \cdot K_1 / M_S = 4$ Э для плётки 5).

Отметим, что информация о значениях H_{K2} получена нами первыми [A13,A3,A2]. Мы также впервые использовали анализ свободных колебаний намагниченности для определения эффективного поля анизотропии типа “лёгкая плоскость”, причём значения измеряемой нами величины хорошо совпадают со значениями, найденные магнитооптическим методом, разработанным Е.Н. Ильичёвой [2,3].

Для проверки справедливости выражений (9) и (10) были выбраны пленки (1-4) одного состава (**параграф 3.4**). Для этих плёнок величина параметров a и a^* мало отличаются друг от друга. Эксперимент показал, что коэффициент затухания δ действительно увеличивается с ростом a и a^* , т.е. с возрастанием эффективного поля плоскостной анизотропии $H_{кр}$. Из этих зависимостей определялось среднее значение постоянной затухания λ . Оно оказалось равным $4.5 \cdot 10^6$ Гц.

Обсуждается возможность применения материалов с высоким значением эффективного поля плоскостной анизотропией для повышения быстродействия устройств на магнетиках (например, модуляторов мёссбауэровского, оптического и других видов излучений).

Четвёртая глава посвящена результатам исследования процесса 90° -го импульсного намагничивания, отличающегося от рассмотренного случая свободных колебаний намагниченности большей амплитудой намагничивающего поля H_m .

В **параграфе 4.1** рассматриваются интегральные импульсные характеристики процесса 90° -го импульсного намагничивания. В отличие от ранее исследованных магнетиков, время их 90° -го намагничивания τ_m изменяется в существенно больших пределах: от 10^{-6} до 10^{-9} с. На кривых импульсного намагничивания чётко выделяются два участка, разделённых полем излома H_m^* (рис.2).

Найдено, что в полях $H_m < H_m^*$ для продольных сигналов (рис.3) харак-

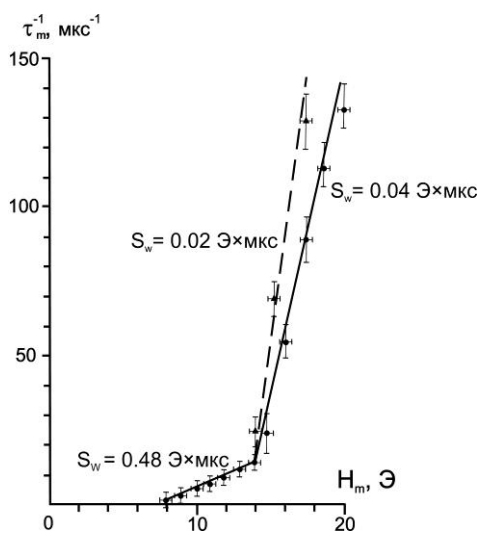


Рис.2. Кривая импульсного намагничивания. Результаты измерения скорости намагничивания τ_m^{-1} получены для двух значений длительности фронта намагничивающего импульса: \bullet - 6 нс, \blacktriangle - 0.4 нс. Плёнка 5. $H_0 = 4$ Э . $S_w = \Delta H_m / \Delta \tau_m^{-1}$ - коэффициент переключения.

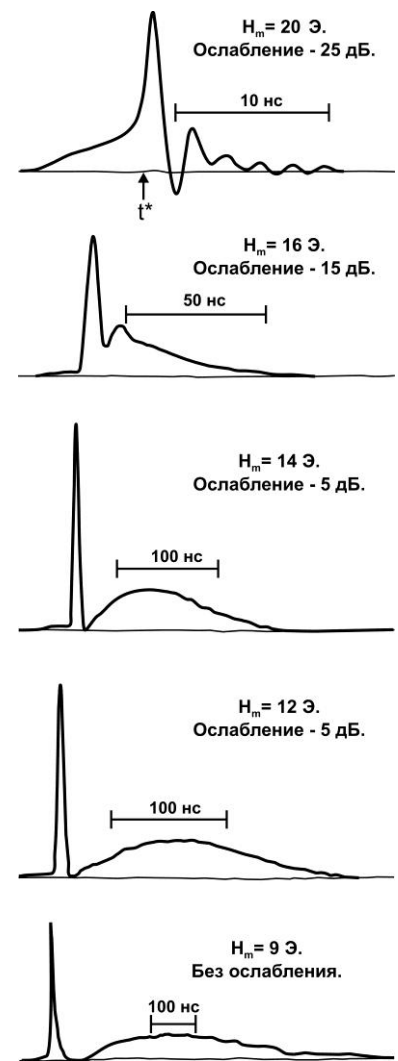


Рис.3. Осциллограммы продольных сигналов намагничивания, полученные при разной амплитуде намагничивающего импульса H_m . Приведены значения коэффициента ослабления делителя, вводимого в канал регистрации сигнала. Плёнка 5.

терно наличие начального пика (с длительностью, близкой к длительности фронта намагничивающего импульса) и более медленного участка, разделённых интервалом времени, достигающим 10 и более нс (в слабых полях), на котором напряжение сигнала практически равно нулю. Из этого следует, что после приложения импульса происходит поворот вектора намагниченности на начальный угол $\varphi = \varphi_m$, после чего вращение полностью тормозится силами анизотропии и установочным полем. Затем, с некоторой задержкой, появляются зародыши с новым направлением намагниченности, и процесс завершается ростом этих зародышей и изменением их числа. При возрастании амплитуды поля H_m торможение вращения наступает при большем угле φ_m , поэтому амплитуда начального пика возрастает. При переходе в область полей, больших поля излома, форма сигнала сильно изменяется: резко увеличивается площадь под начальным пиком - так, что ему соответствует основное изменение намагниченности, уменьшается длительность сигнала, и при дальнейшем увеличении амплитуды поля H_m вслед за пиком появляются нелинейные колебания с частотой основной гармоники $F_1 \approx 475-525$ МГц, что существенно меньше частоты свободных колебаний намагниченности.

Чтобы получить более конкретное представление о природе сил, действующих на намагниченность, а также и о характере поведения намагниченности, мы исследовали зависимость угла начального вращения φ_m от намагничивающего поля H_m . Этому вопросу посвящён **параграф 4.2**. То обстоятельство, что в некоторый момент времени скорость изменения намагниченности обращается в ноль, позволило нам при анализе сил, действующих на намагниченность, ограничиться рассмотрением лишь одной азимутальной составляющей вращающего момента:

$$T_\varphi = -\frac{\partial W}{\partial \varphi}, \quad (11)$$

положив её равной нулю. В итоге получаем равенство:

$$\begin{aligned} h_{K1} \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi + \cos 2\varphi \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi \\ + h_0 \cdot \sin \varphi = h_m \cdot \cos \varphi, \end{aligned} \quad (12)$$

где h_{K1} , h_0 и h_m – нормированные к эффективному полю двухосной анизотропии H_{K2} значения эффективного поля одноосной анизотропии H_{K1} , установочного поля H_0 и намагничивающего поля H_m . В выражении (12) слева учтено действие сил анизотропии (в том числе и одноосной) и установочного поля. Справа – момент, создаваемый намагничивающим полем. На рис.4 сплошной кривой показан пример зависимости момента τ_{an} , обусловленного действием сил анизотропии и установочным полем, от угла φ . Пунктирными линиями показаны зависимости моментов τ_{mag} , создаваемых намагничивающим полем, построенные для разных его значений. Моменты нормировались к величине $M_S \cdot H_{K2}$. Угол φ_m определялся по

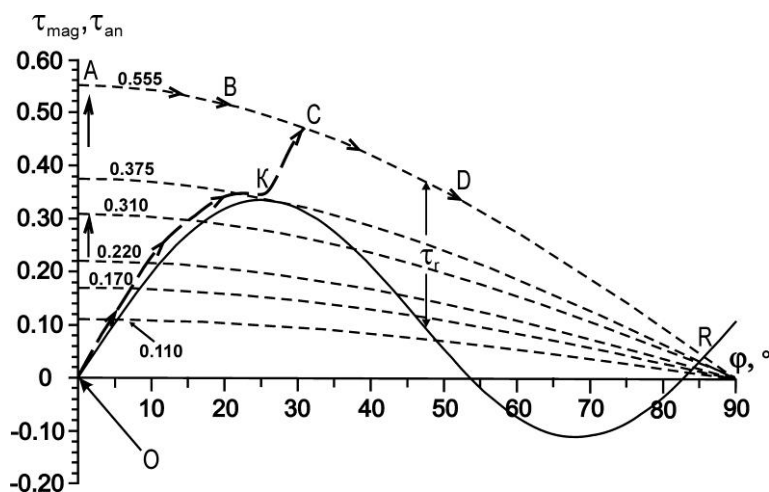


Рис.4. Зависимости нормированных моментов сил, действующих на вектор намагниченности, от угла φ . Плёнка 5. Штриховые линии – моменты τ_{mag} – учитывающие действие намагничивающего поля разной величины $h_m = H_m / H_{K2}$; сплошная кривая – момент τ_{an} сил, обусловленный действием одноосной и двухосной анизотропий в плоскости плёнки и действием установочного поля.

пересечению пунктирных линий с нарастающим участком сплошной кривой. На рис.5 приведена рассчитанная таким образом зависимость $\varphi_m(H_m)$. На неё также нанесены экспериментальные значения φ_m , определённые из сопоставления площадей под начальным пиком продольного сигнала 90° -го импульсного намагничивания и полной площади продольного сигнала 180° -го импульсного перемагничивания. Видно, что рассчитанная кривая хорошо совпадает с экспериментом.

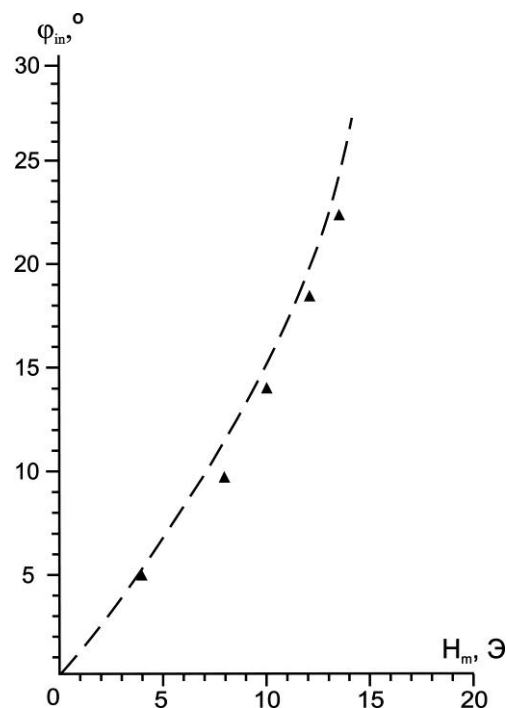


Рис.5. Зависимость угла начального вращения намагниченности φ_m от амплитуды намагничивающего поля H_m . Плёнка 5. Пунктирная линия - рассчитанная зависимость $\varphi_m(H_m)$. Треугольниками нанесены экспериментально измеренные значения угла φ_m .

Таблица 2. Рассчитанные и экспериментальные значения полей излома H_m^* .

Плѐнка	H_m^* , (рассч. значения)	H_m^* , (экспер. значения)
1	21	20,8
2	17,6	18
3	16	17
4	19,5	19
5	13,7	15

В этом случае величину h_m^* можно рассматривать как поле излома кривой импульсного намагничивания. Опыт показывает, что в этом поле достигается некоторое критическое значение угла $\varphi = \varphi_{cr} \approx 26^\circ$.

В таблице 2 приводятся рассчитанные и экспериментально измеренные значения полей излома H_m^* , полученные для всех исследованных здесь плѐнок. Видно хорошее согласие результатов расчѐта с результатами эксперимента. Таким образом, из совпадения рассчитанных и экспериментальных величин φ_m и H_m^* следует, что для описания плотности энергии двухосной анизотропии реальных плѐнок применимо выражение (4).

Чтобы получить информацию о природе механизма намагничивания в полях $H_m > H_m^*$ анализировались экспериментально полученные годографы вектора намагниченности. Пример годографа приведѐн на рис.6. Видно, что годограф близок к дуге окружности. Из этого следует, что в полях $H_m > H_m^*$ действует механизм намагничивания, связанный с однородным вращением намагниченности, а поле H_m^* имеет смысл порогового поля однородного вращения намагниченности.

В параграфе 4.4 анализируются колебания, сопровождающие процесс 90° -го импульсного намагничивания плѐнок ферритов-гранатов. Сначала колебания существенно нелинейны. Однако со временем легко выделяется основная гармоника колебаний с периодом $T_K \approx 2$ нс. Нами обнаружено, что значительное изменение

В параграфе 4.3 описывается исследование поля излома кривой импульсного намагничивания. По величине минимального намагничивающего поля h_m , при котором одна из пунктирных линий на рис.4 коснѐтся сплошной кривой, можно определить критическое значение поля h_m^* ($= H_m^*/H_{K2}$), начиная с которого скорость вращения намагниченности не будет обращаться в ноль на всѐм протяжении переходного процесса.

длительности фронта импульса – от $\tau_f = 0.25 \cdot T_K$ до $\tau_f = 2.5 \cdot T_K$ –, не приводит к существенному уменьшению амплитуды колебаний сигнала и, следовательно, уменьшению интенсивности колебаний намагниченности.

Анализ годографа (рис.6) показывает, что к моменту времени t^* (отмеченному также на полученном при $H_m = 20$ Э экспериментальном сигнале на рис.3) угол φ изменяется от 0° до $\varphi_{cr} \approx 26^\circ$. Затем, за время $\Delta t \cong 1$ нс, вектор намагниченности поворачивается на угол, близкий к 60° . Таким образом, несмотря на то, что на плёнку накладывается импульс магнитного поля с $\tau_f = 5$ нс, основные изменения намагниченности происходят за время, существенно меньшее периода колебаний, что, собственно говоря, и обуславливает возможность их возбуждения при большой длительности фронта намагничивающего импульса.

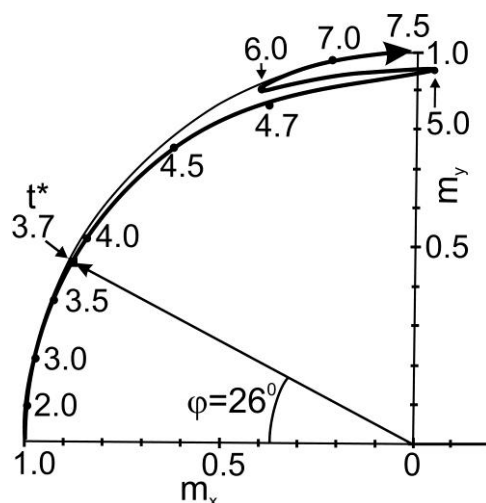


Рис.6. Годограф вектора намагниченности. Плёнка 5. $H_m = 20$ Э, $H_0 = 4$ Э. Указаны моменты времени в нс, для которых получены относительные значения составляющих вектора намагниченности: $m_x = M_x/M_s$, $m_y = M_y/M_s$, где M_s - намагниченность насыщения. Ось m_x параллельна установочному полю H_0 , ось m_y - намагничивающему полю H_m .

Вернёмся к рис.4. Рассмотрим зависимость $\tau_{mag}(\varphi)$, соответствующую амплитуде намагничивающего импульса $h_m = 0.555$, при которой был получен обсуждаемый годограф. Предположим, что длительность фронта импульса магнитного поля (с амплитудой $h_m = 0.555$) равна нулю. Тогда “рабочая точка”, характеризующая поведение плёнки в координатах τ_{mag} и φ , начнёт своё движение по траектории $O-A-B-D$ и далее к предельной точке R , в которой результирующий момент обращается в ноль. При конечной длительности фронта “рабочая точка” будет сначала двигаться по кривой $O-K$, идущей близко к сплошной линии (но несколько левее). Затем, в момент времени $t = t^*$, когда напряжённость поля принимает значение, близкое к пороговому и равное $h_m^* = 0.375$, “рабочая точка” резко перейдёт в точку C на пунктирной линии, соответствующей амплитуде импульса $h_m = 0.555$. При дальнейшем увеличении угла φ результирующий вращающий момент $\tau_r = \tau_{mag} - \tau_{an}$ сильно возрастает, что сопровождается увеличением скорости вращения вектора намагниченности.

Одновременно с этим вектор намагниченности выходит из плоскости плёнки. Возникающее при этом размагничивающее поле направлено так, что создаёт дополнительный вращающий момент, ускоряющий вращение намагниченности в направлении действия намагничивающего поля. Действие указанных факторов приводит к тому, что, начиная с момента $t = t^*$, скорость вращения намагниченности резко (на порядок и более) возрастает, по сравнению со скоростью вращения на начальном участке фронта импульса.

Далее, из приведённых в работе оценок угла ψ выхода вектора намагниченности из плоскости плёнки (не превышающего 5° - 7°), следует, что размагничивающее поле может достигать значений ~ 17 - 24 Э, сравнимых с внешним полем H_m .

Таким образом, можно утверждать, что основной причиной не критичности интенсивности нелинейных колебаний намагниченности от длительности фронта намагничивающего импульса является наличие двухосной анизотропии. В результате, основные изменения намагниченности (на угол $\sim 60^\circ$ - 70°) происходят за время, существенно меньшее периода колебаний T_K (≈ 2 нс).

Параграф 4.5 посвящён подведению итогов исследования основных особенностей поведения намагниченности при 90° -ом импульсном намагничивании исследованных нами плёнок.

В **параграфе 4.6** рассматриваются результаты численного анализа сигналов импульсного намагничивания. При расчётах использовались параметры плёнки 5. Применялась стандартная программа “Wolfram Mathematica”.

Оказалось, что для совпадения рассчитанного и экспериментального сигналов необходимо выбирать значение λ , близкое к $11 \cdot 10^6$ Гц, что в 2.3 раза больше, чем значение λ_{no} , определённое по затуханию колебаний поперечного сигнала (на частоте 510 МГц), и в 4 раз больше, чем значение λ_{fo} ($= 2.8 \cdot 10^6$ Гц), полученное при анализе свободных колебаний намагниченности. Сказанное иллюстрируется на рис.7, где приведены

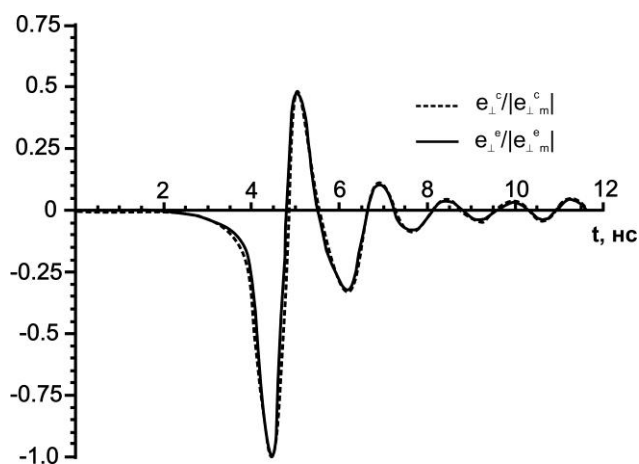


Рис.7. Рассчитанный (штриховая линия) и экспериментальный (сплошная линия) поперечные сигналы 90° -го намагничивания. Плёнка 5. $\lambda = 11 \cdot 10^6$ Гц.

нормированные к соответствующему напряжению в районе первого экстремума рассчитанный и экспериментально полученный поперечные сигналы намагничивания. Подобные же результаты были получены и для продольных сигналов. Необходимость применения значений λ , превышающих значения, полученные из опытов по затуханию колебаний, сама по себе не является неожиданной, поскольку потери при переходных процессах могут возрастать с увеличением амплитуды колебаний и уменьшением их частоты. Эти вопросы обсуждаются в литературе, начиная с конца 50-х годов прошлого столетия [4-7], но до сих пор остаются предметами дискуссии.

Главное же состоит в том, что анализ уравнения Ландау-Лифшица предсказывает возникновение колебаний и даёт правильные значения их частоты. Из этого, в свою очередь, следует, что сопровождающие процесс 90°-го импульсного намагничивания нелинейные колебания имеют магнитостатическую природу.

В параграфе 4.7 показывается, что режим 90°-го импульсного намагничивания можно использовать для определения эффективного поля двухосной анизотропии H_{K2} . Из равенства (12) следует, что

$$H_{K2} = 4 \cdot \frac{H_m^* \cdot \cos \varphi_{cr} - H_0 \cdot \sin \varphi_{cr}}{\sin 4\varphi_{cr}}. \quad (13)$$

Таким образом, для нахождения H_{K2} необходимо определить значение поля излома кривой импульсного намагничивания H_m^* и соответствующую ему величину критического угла φ_{cr} . Показано, что величина φ_{cr} слабо зависит от параметров реальных плёнок и близка к 26°. Для оперативного нахождения поля излома H_m^* можно пользоваться зависимостью амплитуды начального пика на продольном сигнале 90°-го импульсного намагничивания от поля H_m .

В заключении сформулированы основные результаты и выводы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Впервые исследованы процессы 90°-го импульсного намагничивания плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа "лёгкая плоскость".

Получены следующие результаты:

- I. Впервые наблюдались квазилинейные свободные колебания намагниченности под действием магнитных полей, прикладываемых в плоскости плёнки. Установлено, что наличие плоскостной анизотропии (с эффективным полем $H_{\text{КР}}$) приводит к увеличению коэффициента затухания колебаний δ . Показана возможность определения эффективных полей плоскостной и двухосной анизотропий путём анализа свободных колебаний намагниченности. Информация о значениях эффективного поля двухосной анизотропии плёнок ферритов-гранатов получена в работе впервые.
- II. Обнаружено, что нелинейный процесс 90° -го импульсного намагничивания плёнок ферритов-гранатов характеризуется следующими особенностями:
1. малым интервалом значений угла $\varphi (\leq 5^\circ-6^\circ)$, в пределах которого происходит обратимое вращение намагниченности;
 2. широким диапазоном длительностей ($\sim 10^{-6}-10^{-9}$ с);
 3. возможностью изменения направления намагниченности на угол, близкий к 90° при значениях амплитуды намагничивающего импульса $H_m (\approx 5-6 \text{ Э})$, много меньших эффективного поля двухосной анизотропии $H_{\text{К2}} (\sim 30-70 \text{ Э})$;
 4. наличием излома на кривой импульсного намагничивания, наблюдаемом в поле H_m^* ($\sim 15-20 \text{ Э}$) и обусловленном переходом к механизму однородного вращения намагниченности;
 5. наличием глубокого минимума на продольных сигналах намагничивания, наблюдаемых в полях $H_m < H_m^*$, свидетельствующего о том, что начальное вращение намагниченности тормозится силами анизотропии, а затем сменяется более медленным механизмом намагничивания;
 6. слабой зависимостью интенсивности нелинейных колебаний намагниченности, сопровождающих процесс 90° -го импульсного намагничивания в полях $H_m > H_m^*$, от длительности фронта намагничивающего импульса.

Перечисленные особенности обусловлены проявлением двухосной анизотропии в плоскости плёнок, а также тем обстоятельством, что пороговое поле их квазистатического 90° -го намагничивания ($\sim 4-5 \text{ Э}$) существенно меньше порогового поля однородного вращения.

- III. Выполнены расчёты полей излома кривых импульсного намагничивания H_m^* и углов начального вращения намагниченности φ_m в полях $H_m < H_m^*$. Совпадение результатов расчётов с экспериментальными данными свидетельствует о том, что плотность энергии двухосной анизотропии в реальных плёнках ферритов-гранатов хорошо описывается известным выражением $W_2 = -K_2 \cdot \cos 4\varphi$, а для описания поведения намагниченности применима модель однородного вращения.
- IV. Проведён численный расчёт сигналов 90°-го импульсного намагничивания. Их сопоставление с экспериментальными сигналами свидетельствует о том, что нелинейные колебания, сопровождающие процесс 90°-го импульсного намагничивания, имеют магнитостатическую природу.
- V. Предложен метод определения эффективного поля двухосной анизотропии, основанный на измерении поля излома H_m^* кривой импульсного намагничивания. Для оперативного определения поля излома H_m^* можно использовать зависимость амплитуды начального пика на продольном сигнале 90°-го импульсного намагничивания от амплитуды поля H_m .

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A1. Колотов О.С., Матюнин А.В. Низковольтный искровой обостритель. ПТЭ, №3, С.88-92 (2003).
- A2. Ильичёва Е.Н., Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Смирнов В.В. О свободных колебаниях намагниченности в плёнках ферритов-гранатов с квазиплоскостной анизотропией. ФТТ, **45**, Вып.6, С.1037-1039 (2003).
- A3. P'yashenko E.I., P'yicheva E.N., Kolotov O.S., Matyunin A.V., Pogochev V.A. Analysis of biaxial anisotropy in ferrite-garnet films with in-plane magnetization using pulse inductive equipment. J. Optoelect. and Advan. Mater., **6**, №3, P.931-934 (2004).
- A4. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Миронец О.А., Погожев В.А. О влиянии двухосной анизотропии плёнок ферритов-гранатов с намагниченностью, лежащей в плоскости плёнок, на форму кривых импульсного перемангничивания. ЖТФ, **76**, Вып.11, С.140-142 (2006).

- A5. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Миронец О.А. 90°-е импульсное намагничивание плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа "лёгкая плоскость". ФТТ, **48**, Вып.2, С.280-285 (2006).
- A6. Колотов О.С., Матюнин А.В. Измерение эффективного поля двухосной анизотропии в магнитных плёнках с намагниченностью в их плоскости на импульсных индукционных установках. ПТЭ, №5, С.103-107 (2006).
- A7. P'yashenko E.I., Kolotov O.S., Matyunin A.V., Mironets O.A. The 90° pulse magnetization curve of ferrite-garnet films with planar anisotropy. J. of Magn. and Magn. Materials, **306**, P.309-312 (2006).
- A8. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Погожев В.А. Исследование годографов вектора намагниченности, соответствующих процессу импульсного 90°-го намагничивания плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа "лёгкая плоскость". Изв. РАН. Сер. физ., **71**, №11, С.1570-1572 (2007).
- A9. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Погожев В.А. Нелинейные колебания намагниченности, сопровождающие процесс 90°-го импульсного намагничивания плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа "лёгкая плоскость". ЖТФ, **78**, Вып.6, С.39-42 (2008).
- A10. Дурасова Ю.А., Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Погожев В.А. Влияние плоскостной анизотропии на декремент затухания свободных колебаний намагниченности в плёнках ферритов-гранатов. ЖТФ, **79**, Вып.2, С.143-145 (2009).
- A11. Колотов О.С., Матюнин А.В., Миронец О.А. Обостритель импульсов на серийных полупроводниковых диодах для возбуждения свободных колебаний намагниченности. ПТЭ, №2, С.148-150 (2009).
- A12. Дурасова Ю.А., Ильичёва Е.Н., Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Смирнов В.В., Чешев А.Г. Переходные процессы в пленках ферритов-гранатов с "квазиплоскостной" анизотропией, вызываемые магнитными полями, параллельными их плоскости. В сб. трудов XVIII Международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", С.477-480 (2002).
- A13. Ильичёва Е.Н., Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Миронец О.А., Погожев В.А. Импульсный метод исследования двухосной анизотропии в

- плоскости плёнок ферритов-гранатов. В сб. трудов XIX Международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", С.629-631 (2004).
- A14. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Миронец О.А., Погожев В.А. Кривая импульсного перемагничивания плёнок ферритов--гранатов с анизотропией типа "лёгкая плоскость". В сб. трудов XIX Международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", С.196-198 (2004).
- A15. Il'yashenko E.I., Il'ycheva E.N., Durasova U.A., Matyunin A.V. Analysis of biaxial anisotropy in ferrite-garnet films with in-plane magnetization using pulse inductive equipment. Proceedings of Fourth International Workshop "Materials for Electrical Engineering", Mmde-2004, 6, №3, P.26 (2004).
- A16. Il'yashenko E.I., Kolotov O.S., Matyunin A.V., Mironets O.A. The 90° pulse magnetization curve of ferrite-garnet films with planar anisotropy. Book of abstracts of Moscow International Symposium on Magnetism-2005 (MISM-2005), P.416-417 (2005).
- A17. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Погожев В.А. Исследование годографов вектора намагниченности, соответствующих процессу импульсного 90°-го намагничивания плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа "лёгкая плоскость". В сб. трудов XX Международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", С.188-190 (2006).
- A18. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В. Применение режима 90°-го импульсного намагничивания для измерения эффективного поля двухосной анизотропии в плёнках ферритов-гранатов с намагниченностью, лежащей в плоскости. В сб. трудов XX Международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", С.191-193 (2006).
- A19. Kolotov O.S., Matyunin A.V., Polyakov P.A., Rusakov A.E. Analysis of nonlinear magnetization oscillations following process of 90° pulse magnetization in ferrite-garnet films with easy plane anisotropy. Book of abstracts of Moscow International Symposium on Magnetism-2008 (MISM-2008), P.137 (2008).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Эдельман И.С. К теории перемагничивания тонких ферромагнитных плёнок. Изв. АН СССР. Сер. физ., **XXX**, №1, С.88-90 (1966).
2. Дурасова Ю.А., Ильичёва Е.Н., Ильяшенко Е.И., Клушина А.В., Колотов О.С. Исследование фарадеевского вращения в висмут содержащих плёнках ферритов-гранатов, осаждённых на подложки ГГГ с ориентацией (100). В сб. трудов XVII Международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники", С.260-263 (2000).
3. Дурасова Ю.А., Ильичёва Е.Н., Клушина А.В., Колотов О.С., Рандошкин В.В. Об измерении параметров магнитооптических пленок с магнитной анизотропией типа "легкая плоскость". Зав. лаб.: Диагностика материалов, **67**, №7, С.27-28 (2001).
4. Smith D.O. The structure and switching of permalloy films. In.: "Magnetism. A treatise on modern theory and materials", New York - London, "Academic Press", **3**, P.465-523 (1963).
5. Колотов О.С., Погожев В.А., Телеснин Р.В. Импульсное перемагничивание тонких магнитных плёнок. УФН, **113**, Вып.4., С.569-595 (1974).
6. Hearn B.R. The dynamic behaviour of magnetic thin films. J. Electron and Control, **16**, №1, P.33-37 (1964).
7. Stein K.U. Impulssummagnetisierung dünner Nickeleisenschichten. Z. angew. Phys., **B.20**, №1, S.36-46 (1965).