

Анализ эффекта задержанного ускорения переходного процесса, проявляющегося при 90° импульсном намагничивании реальных пленок ферритов-гранатов с анизотропией типа „легкая плоскость“

© О.С. Колотов, А.В. Матюнин, Г.М. Николадзе, П.А. Поляков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

E-mail: PhysPhak@mail.ru

(Поступила в Редакцию 17 апреля 2012 г.)

Для исследования природы эффекта задержанного ускорения переходного процесса, экспериментально наблюдаемого в пленках ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией при их 90° импульсном намагничивании, анализируются численные решения уравнения Ландау–Лифшица и полученные на их основе сигналы намагничивания. Результаты анализа сравниваются с экспериментальными данными. Найдено, что основной причиной обсуждаемого эффекта, а также причиной слабой зависимости интенсивности колебаний намагниченности, возникающих в процессе намагничивания, от длительности фронта намагничивающего импульса является наличие двухосной анизотропии в плоскости реальных пленок ферритов-гранатов. Анализ поперечных сигналов показал, что величина λ , учитывающая потери энергии в уравнении Ландау–Лифшица, в реальных пленках ферритов-гранатов сильно зависит от угла φ , на который изменяется направление намагниченности.

1. Введение

Как известно [1–9], при снижении длительности переходных процессов в магнетиках до $\sim 10^{-9}$ с в них могут возникать нелинейные колебания намагниченности гиромангнитной природы. Эти колебания ограничивают быстродействие устройств на магнитных материалах и вызывают определенные трудности при использовании переходных процессов для исследования фундаментальных свойств магнетиков, например анизотропии [9]. Очевидно, что необходимо исследование условий, при которых возникают колебания, а также разработка методов их подавления. До недавнего времени эти вопросы в основном рассматривались применительно к пермалловым пленкам с одноосной анизотропией в их плоскости [1,10–13].

Не вдаваясь в эффективность возможных способов подавления колебаний намагниченности, отметим, что наиболее простым из них представляется способ, связанный с увеличением длительности фронта τ_f импульса магнитного поля, инициирующего переходной процесс. К сожалению, нам неизвестны работы, в которых исследовалась бы зависимость интенсивности колебаний намагниченности от длительности фронта импульса. В то же время, опираясь на собственный опыт, а также на опыт исследований других авторов [6,14,15], можно утверждать, что в пермалловых пленках колебания практически не возникают, если длительность фронта превышает 0.6–0.8 ns, что, вообще говоря, заметно меньше значений периода колебаний T_{os} (~ 1 –1.5 ns), характерных для пленок пермаллоя. Это относится как к квазилинейным — свободным — колебаниям, так и к нелинейным колебаниям, сопровождающим процессы импульсного намагничивания и перемагничивания.

В настоящей работе исследуются нелинейные колебания намагниченности, возникающие при 90° импульсном намагничивании пленок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией. Ранее обнаружено [9,17], что в отличие от пермалловых пленок пленки ферритов-гранатов характеризуются слабой зависимостью интенсивности колебаний намагниченности от длительности фронта намагничивающего импульса: колебания уверенно наблюдаются при $\tau_f \geq 5T_{os}$. Эта особенность объяснялась наличием в плоскости реальных пленок ферритов-гранатов двухосной анизотропии, приводящей к эффекту задержанного ускорения переходного процесса [16,17]. Данный эффект наблюдается, когда амплитуда намагничивающего импульса $H_{ма}$ превышает значение порогового поля однородного вращения $H_{мо}$. Тогда при относительно медленном начальном вращении намагниченности в пределах фронта импульса достигается некоторое значение угла $\varphi = \varphi^* \approx 25$ – 27° (угол φ отсчитывается от исходного направления намагниченности \mathbf{M}_0), после чего вращающий момент, действующий на намагниченность, резко возрастает. В результате за время $\Delta t \leq 1$ ns $< \tau_f$ намагниченность успевает повернуться на угол $\geq 80^\circ$, что и делает возможным появление колебаний (на частоте $F_{os} \sim 0.5$ GHz). Однако обсуждения интересующего нас эффекта носили в основном качественный характер.

Очевидно, что для получения однозначного представления о природе этого эффекта желательно показать, что возможность его появления непосредственно следует из решений уравнения Ландау–Лифшица с учетом реальных свойств пленок, прежде всего с учетом влияния двухосной анизотропии. С этой целью в настоящей работе проводится численный анализ уравнения Ландау–Лифшица. Рассчитываются сигналы намагничивания, которые потом сравниваются с экспериментальными сигналами.

2. Особенности численного анализа и экспериментального исследования поведения намагниченности

При численном анализе процесса 90° импульсного намагничивания использовались параметры пленки, для которой проводились экспериментальные исследования. В плоскости этой пленки наряду с двухосной анизотропией проявляется одноосная анизотропия, причем ее ось легкого намагничивания (ОЛН) коллинеарна одной из ОЛН двухосной анизотропии. Оси же легкого намагничивания двухосной анизотропии перпендикулярны друг другу.

Исследовался случай, когда исходное направление намагниченности коллинеарно ОЛН одноосной анизотропии. Это условие обеспечивалось с помощью установочного магнитного поля \mathbf{H}_0 , направленного вдоль данной оси. Напряженность поля H_0 выбиралась большей поля технического насыщения H_{sat} пленки. Исследуемый процесс вызывался наложением импульса магнитного поля \mathbf{H}_m , перпендикулярного исходному направлению намагниченности \mathbf{M}_0 .

Анализировались продольный и поперечный сигналы намагничивания. При расчетах использовалась модель однородного вращения намагниченности. Экспериментальные исследования годографов вектора намагниченности показали, что эта модель применима к исследуемому здесь переходному процессу, если длительность фронта намагничивающего импульса τ_f не превышает $4\text{--}5\text{ ns}$ [16,17].

Согласно принятой терминологии [7], продольный сигнал отражает изменение составляющей намагниченности $M_{\parallel}(t)$, коллинеарной намагничивающему полю \mathbf{H}_m . Для используемой модели напряжение продольного сигнала

$$e_{\parallel} = K_{\parallel} \frac{dM_{\parallel}}{dt} = K_{\parallel} M_S \cos \varphi(t) \frac{d\varphi}{dt}. \quad (1)$$

Напряжение поперечного сигнала, отражающего изменение составляющей намагниченности $M_{\perp}(t)$, перпендикулярной намагничивающему полю, равно

$$e_{\perp} = K_{\perp} \frac{dM_{\perp}}{dt} = K_{\perp} M_S \sin \varphi(t) \frac{d\varphi}{dt}. \quad (2)$$

Здесь M_S — намагниченность насыщения, а K_{\parallel} и K_{\perp} — коэффициенты, значения которых (в том числе и знак) зависят от конструкции съемных витков.

Для анализа поведения намагниченности использовались численные решения одномерного уравнения Ландау–Лифшица [18], учитывающего специфику пленок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией,

$$\ddot{\varphi} + a\lambda\dot{\varphi} + a\gamma^2 \frac{\partial W}{\partial \varphi} = 0, \quad (3)$$

где параметр $a = \frac{4\pi M_S + H_{K_p}}{M_S}$ учитывает силы, удерживающие вектор намагниченности в плоскости пленки, λ — постоянная затухания Ландау–Лифшица, γ — гиромантическое отношение, H_{K_p} — эффективное поле

плоскостной анизотропии, W — плотность свободной энергии. При расчете величины плотности свободной энергии W учитывался вклад энергии одноосной анизотропии $W_{A_1} = K_1 \sin^2 \varphi$, двухосной анизотропии $W_{A_2} = -K_2 \cos 4\varphi$ и энергии намагниченности во внешнем поле $W_H = -M_S H_0 \cos \varphi - M_S H_m \sin \varphi$. Здесь K_1 и K_2 — константы одноосной и двухосной анизотропии соответственно. Эффективное поле одноосной анизотропии $H_{K_1} = \frac{2K_1}{M_S}$, а эффективное поле двухосной анизотропии $H_{K_2} = \frac{16K_2}{M_S}$.

Исследуемая пленка имела следующие параметры: состав — $(\text{YLuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, толщина $d = 4\ \mu\text{m}$, намагниченность насыщения $M_S = 14\ \text{G}$, поле технического насыщения $H_{\text{sat}} = 2.5\ \text{Oe}$, эффективное поле одноосной анизотропии $H_{K_1} = 4\ \text{Oe}$, эффективное поле двухосной анизотропии $H_{K_2} = 36\ \text{Oe}$, эффективное поле плоскостной анизотропии $H_{K_p} = 1100\ \text{Oe}$, пороговое поле однородного вращения $H_{\text{mo}} = 14\ \text{Oe}$.

Как известно, при расчете переходных процессов в магнетиках наиболее серьезные трудности вызывает надлежащий выбор значения постоянной затухания λ . Опыт исследования пермаллоевых пленок [2,7,19], а также имеющийся у нас опыт анализа переходных процессов в пленках ферритов-гранатов [20] показывают, что для наилучшего совпадения результатов расчетов с экспериментальными данными приходится выбирать значения постоянной затухания λ , до 3 раз и более превышающие значения λ_0 , получаемые из опытов по ФМР и анализа свободных колебаний намагниченности. Путем анализа свободных колебаний [18] мы нашли, что $\lambda = \lambda_0 = 2.8 \cdot 10^6\ \text{Hz}$. При численном анализе процесса 90° импульсного намагничивания мы полагали, что $\lambda = 10 \cdot 10^6\ \text{Hz}$.

Приведенные далее экспериментальные и расчетные результаты получены для одних и тех же значений амплитуды намагничивающего поля $H_{\text{ma}} = 22\ \text{Oe}$ и установочного поля $H_0 = 4\ \text{Oe}$. Изменялась лишь длительность фронта намагничивающего импульса τ_f .

На рис. 1 приведен пример численного решения $\varphi(t)$ уравнения (3) (рис. 1, *a*), а также показаны поперечный (рис 1, *b*) и продольный (рис. 1, *c*) сигналы намагничивания, полученные из численного решения при помощи выражений (1) и (2). Отметим, что на всех кривых четко определяется момент времени t^* начала резкого ускорения переходного процесса, вслед за которым наблюдаются затухающие колебания намагниченности и вызванные ими колебания напряжений поперечного и продольного сигналов намагничивания. Существенно, что основная мода колебаний напряжения поперечного сигнала близка к основной моде колебаний намагниченности. Колебания же напряжения продольного сигнала имеют более сложный характер. В частности, на сигнале видна вторая гармоника колебаний намагниченности. Все это объясняется тем, что для характерных пределов изменения угла φ вокруг его равновесного значения φ_e ($\cong 86^\circ$ для исследуемого здесь режима) величина $\sin \varphi$ в выражении (2) изменяется незначительно, оставаясь

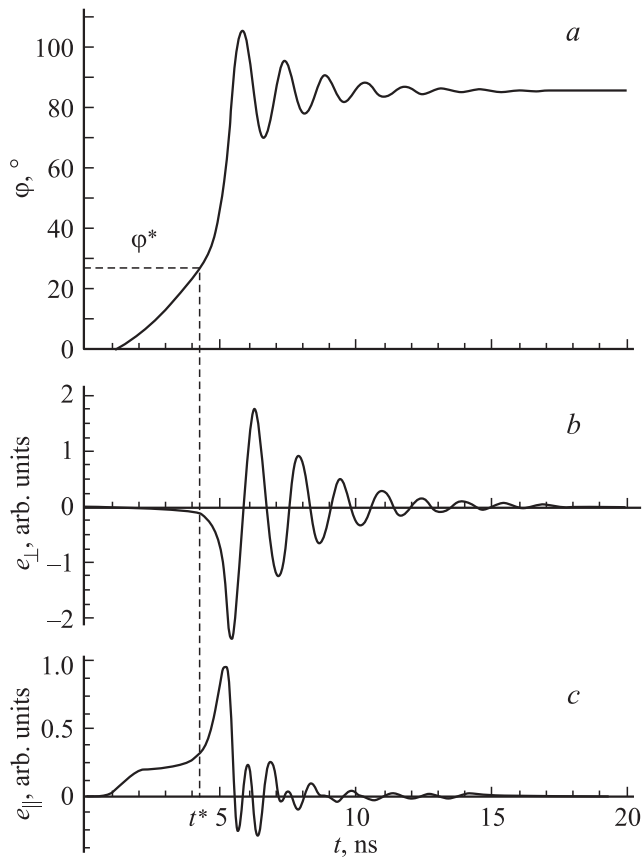


Рис. 1. Численное решение $\varphi(t)$ уравнения Ландау–Лифшица, полученное для длительности фронта намагничивающего импульса $\tau_f = 4$ ns (a), и соответствующие ему поперечный (b) и продольный (c) сигналы намагничивания.

близкой к единице. В то же время значение $\cos \varphi$ в выражении (1) изменяется весьма существенно. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением поперечных сигналов.

Для исследования импульсных свойств пленок ферритов-гранатов применялась индукционная установка [21]. Исследуемый образец помещался в намагничивающее устройство в виде короткозамкнутого отрезка полосковой линии. Регистрация поведения намагниченности осуществлялась с помощью продольного и поперечного съемных витков. Формирование намагничивающих импульсов с длительностью фронта, изменяющейся от 1 до 14 ns, осуществлялось с помощью интегрирующей RC-цепи, включенной в разрыв коаксиального кабеля, по которому импульс тока поступал к намагничивающему устройству. Роль активного сопротивления выполняло волновое сопротивление кабеля. Использовались малоиндуктивные конденсаторы, подключаемые параллельно разрыву кабеля. Их емкость изменялась в пределах от 3 до 220 pF. Длительность фронта импульса, согласно общепринятым стандартам, полагалась равной интервалу времени, в течение которого напряженность магнитного поля изменяется от 10 до 90% от его амплитудного значения $H_{ма}$.

3. Обсуждение результатов

Уже после ознакомления с данными, приведенными на рис. 1, становится ясно, что возможность проявления эффекта задержанного ускорения переходного процесса непосредственно следует из анализа уравнения Ландау–Лифшица (3). Для получения более подробной информации о возможных свойствах и признаках этого эффекта обратимся к рис. 2, на котором приведены примеры численных решений $\varphi(t)$ уравнения (3), полученных для различных значений длительности фронта намагничивающего импульса τ_f , и рис. 3, где показаны соответствующие этим решениям поперечные сигналы. Из приведенных данных видно следующее:

1) обсуждаемый эффект обусловлен тем, что в момент времени t^* наблюдается резкое возрастание скорости вращения намагниченности;

2) сам эффект должен проявляться как в зависимостях $\varphi(t)$, так и в сигналах намагничивания в широком диапазоне длительностей фронта намагничивающего импульса (начиная с $\tau_f \geq 1.5$ ns);

3) момент времени t^* должен линейно расти с увеличением длительности фронта намагничивающего импульса, причем величина t^* близка к τ_f (рис. 4);

4) интенсивность колебаний намагниченности должна слабо зависеть от длительности фронта импульса (при изменении τ_f в пределах от 1.5 до 13 ns интенсивность колебаний должна уменьшаться не более чем на 18%).

Рассмотрим вопрос о возможных причинах уменьшения интенсивности колебаний намагниченности, которые могут проявляться при увеличении длительности фронта намагничивающего импульса. В общем случае ослабление интенсивности колебаний может быть обусловлено тремя основными факторами:

1) уменьшается значение внешнего магнитного поля $H_m(t^*)$, достигаемое в пределах фронта импульса к моменту времени t^* , и таким образом уменьшается средняя энергия, затрачиваемая на возбуждение колебаний намагниченности;

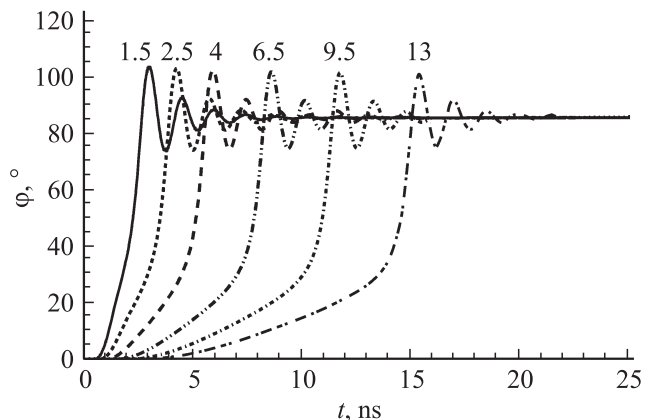


Рис. 2. Численные решения $\varphi(t)$ уравнения Ландау–Лифшица, полученные для различных значений длительности фронта τ_f . Значения τ_f (в ns) указаны над соответствующими кривыми.

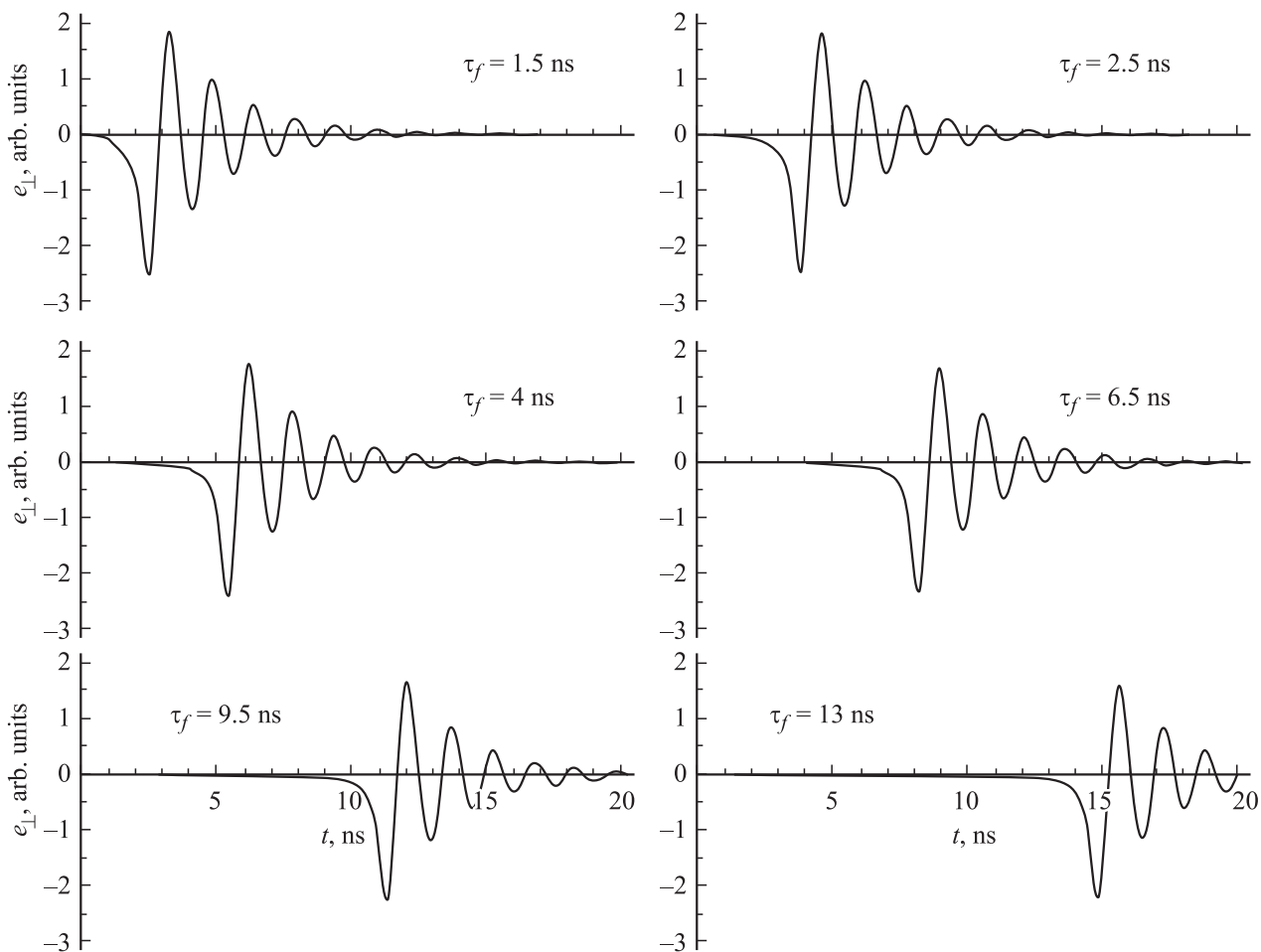


Рис. 3. Поперечные сигналы намагничивания $e_{\perp}(t)$, рассчитанные для различных значений длительности фронта τ_f .

2) изменяется спектральный состав функции $\mathbf{M}(t)$, описывающей поведение намагниченности в интервале времени Δt , в пределах которого происходит возбуждение колебаний намагниченности;

3) изменяется механизм импульсного намагничивания.

Обсуждение последнего фактора мы отложим до рассмотрения экспериментальных сигналов. Пока же будем считать, что намагничивание пленок происходит путем однородного вращения намагниченности.

Используя расчетные значения момента времени t^* и реальный характер изменения напряженности внешнего магнитного поля в пределах длительности фронта, мы оценили, что при изменении длительности последнего от 1.5 до 13 ns величина $H_m(t^*)$ уменьшается от 0.9 до 0.76 от амплитудного значения намагничивающего импульса, т.е. не более чем на 18%. Действие этого фактора должно, очевидно, приводить к монотонному уменьшению интенсивности колебаний с увеличением τ_f . Действие второго фактора проявляется в ослаблении составляющей спектра сигнала возбуждающей функции $\mathbf{M}(t)$ (в пределах интервала Δt), которая близка к первой гармонике колебаний намагниченности на частоте $F_{os} \cong 590$ MHz. Для обсуждения этого фактора рассмотрим условия, в которых, согласно проведенным

расчетам, должно происходить возбуждение колебаний намагниченности.

Прежде всего отметим, что из решений уравнения (3), приведенных на рис. 2, следует, что независимо от длительности фронта импульса колебания намагниченности

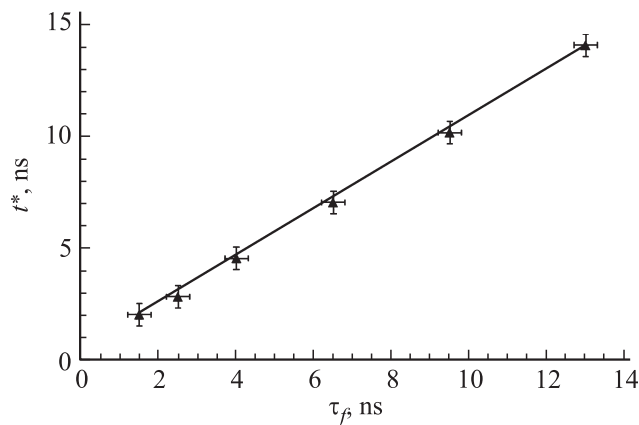


Рис. 4. Расчетная зависимость момента времени t^* от длительности фронта намагничивающего импульса τ_f (сплошная линия). Точки — экспериментальные значения t^* .

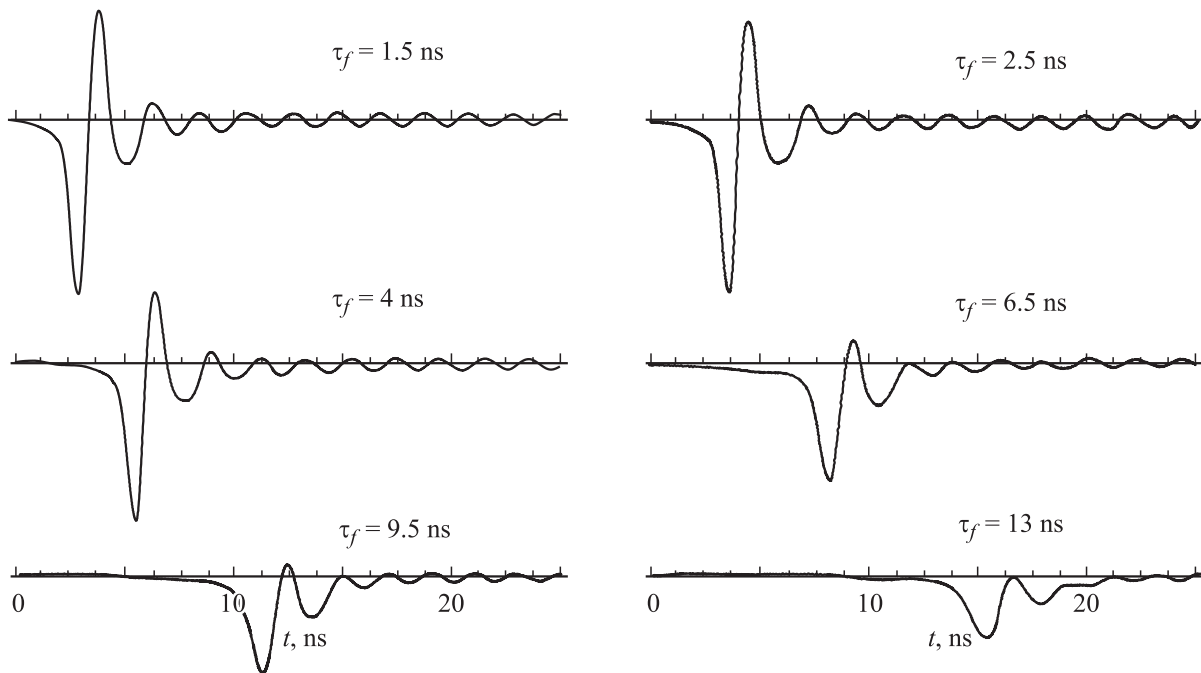


Рис. 5. Экспериментальные сигналы намагничивания, полученные для различных значений длительности фронта τ_f .

происходят вокруг одного и того же равновесного направления, характеризуемого значением угла $\varphi_e \cong 86^\circ$, которое должно достигаться в конце переходного процесса. Такое же значение равновесного угла получается из условия обращения в нуль суммарного азимутального момента $T_\varphi = -\frac{\partial W}{\partial \varphi}$, действующего на намагниченность. Далее из рис. 2 следует, что угол $\varphi = \varphi^*$, при котором начинается резкое ускорение вращения намагниченности, слабо зависит от длительности фронта импульса, оставаясь близким к $27\text{--}32^\circ$. Значения угла φ^* лишь незначительно превышают значение критического угла $\varphi_{cr} \cong 26^\circ$ (для данной пленки), которое достигается при пороговом поле H_{mo} механизма однородного вращения. Согласно исследованиям, проведенным в работе [9], в полях $H_{ma} > H_{mo}$ при угле $\varphi \approx \varphi_{cr}$ достигается максимальное значение момента сил $T_{\varphi r}$, который обусловлен действием сил анизотропии и установочного поля и тормозит вращение намагниченности на начальной стадии переходного процесса.

Естественно, что начиная с угла $\varphi = \varphi^* \geq \varphi_{cr}$, резко возрастает результирующий вращающий момент T_φ , равный разности между моментом T_H , создаваемым внешним магнитным полем H_m , и тормозящим моментом $T_{\varphi r}$. Основной вклад в тормозящий момент вносят силы двухосной анизотропии. Очевидно, что с увеличением угла φ возрастает энергия анизотропии: при этом момент, создаваемый силами двухосной анизотропии, принимает максимальное значение при $\varphi = 22.5^\circ$. Энергия двухосной анизотропии максимальна при угле $\varphi = 45^\circ$, так что при $\varphi > 45^\circ$ энергия двухосной анизотропии переходит в энергию магнитной подсистемы кристалла. Это вызывает дополнительное ускорение вращения намагниченности, а также приводит к ослаблению первого

из упомянутых выше факторов, связанного с уменьшением величины внешнего магнитного поля $H_m(t^*)$.

Очевидно, что возбуждение колебаний намагниченности в основном происходит за интервал времени $\Delta t \cong t^* - t_e$, где t_e — момент времени, когда впервые достигается равновесное значение угла φ_e . Таким образом, из расчетов следует, что основные условия возбуждения колебаний намагниченности, определяемые значениями $M(t^*)$ и $M(t_e)$, а также интервалом времени Δt , должны слабо изменяться при увеличении длительности фронта намагничивающего импульса. Более того, оказывается, что если отдельные кривые, представляющие решения $\varphi(t)$, полученные для $\tau_f \geq 2.5$ ns (рис. 2), наложить друг на друга так, чтобы совпали их максимумы и минимумы, то начиная со значений угла $\varphi \approx 35\text{--}40^\circ$ решения практически идентичны. Все эти данные свидетельствуют о том, что состав спектра функции возбуждения колебаний должен слабо зависеть от длительности фронта.

Перейдем теперь к рассмотрению экспериментальных сигналов, приведенных на рис. 5. Подобно расчетным сигналам каждый из экспериментальных сигналов состоит из начального пика отрицательной полярности и следующих за ним затухающих колебаний напряжения. Частота основной гармоники этих колебаний $F_{os} = 540$ MHz, что близко к частоте основной гармоники колебаний напряжения рассчитанных сигналов. Четко определяются моменты времени t^* начала резкого ускорения переходного процесса. Соответствующие значения t^* располагаются вблизи расчетной зависимости $t^*(\tau_f)$, приведенной на рис. 4.

В то же время сравнение сигналов, представленных на рис. 3 и 5, показывает, что увеличение длительности

фронта импульса приводит к более существенному, чем на рассчитанных сигналах, уменьшению интенсивности колебаний напряжения экспериментальных сигналов. Это объясняется тем, что при достаточно больших длительностях фронта к моменту времени t^* в пленке успевают образоваться и вырасти до значительных размеров зародыши с новой фазой намагниченности \mathbf{M} (ориентированной под углом $\varphi \cong \varphi_e$ к исходному направлению намагниченности \mathbf{M}_0). На сигналах, приведенных на рис. 5, это обстоятельство проявляется в том, что при длительности фронта $\tau_f \geq 6$ ns колебания напряжения перестают быть симметричными относительно оси времени, поскольку на каждом из сигналов появляется монотонно изменяющаяся составляющая, отражающая процессы формирования и роста зародышей. Таким образом, применительно к поведению реальных пленок ферритов-гранатов используемая модель однородного вращения становится неверной. Однако, несмотря на то что колебания намагниченности в значительной степени ослабляются ростом зародышей, обсуждаемый эффект задержанного ускорения переходного процесса довольно четко проявляется и при $\tau_f = 13$ ns, т.е. для $\tau_f/T_{os} = \tau_f F_{os} > 7$.

Рассчитанные (рис. 3) и экспериментальные (рис. 5) сигналы сильно различаются и характером затухания колебаний напряжения. Для рассчитанных сигналов амплитуда колебаний уменьшается со временем примерно по одному закону, близкому к экспоненциальному. Для экспериментальных же сигналов колебания напряжения сначала сильно нелинейны и их амплитуда быстро уменьшается со временем (примерно в 5 раз за первый период). Вслед за этим колебания приобретают более гармонический характер, а скорость их затухания существенно уменьшается — так, что за 8–9 периодов амплитуда колебаний уменьшается не более чем в 2 раза. Этот результат не был замечен нами ранее [9,16,17], поскольку исследовались в основном продольные сигналы. Сам же результат свидетельствует, по-видимому, о том, что потери энергии и, следовательно, величина λ сильно зависят от угла, на который изменяется направление намагниченности. Впервые предположение о возможности подобной зависимости λ было высказано Смитом в 1958 г. [2] применительно к переходным процессам в пермалловых пленках. Вопрос о том, имеем ли мы в виде поперечных сигналов, приведенных на рис. 5, прямое подтверждение справедливости этой гипотезы, требует дополнительного исследования. Однако несомненно, что величина λ может сильно изменяться во время переходного процесса. В то же время отсутствие четких представлений о реальном значении величины λ и характере ее изменения со временем не позволяет подвергнуть сомнению справедливость сделанных здесь выводов о природе эффекта задержанного ускорения переходного процесса. В пользу справедливости этого утверждения свидетельствует то обстоятельство, что, согласно проведенным дополнительным расчетам, при изменении постоянной затухания Ландау–Лифшица λ в широких пределах (от $2.8 \cdot 10^6$ до $20 \cdot 10^6$ Hz) основные признаки рассматриваемого эффекта не исчезают

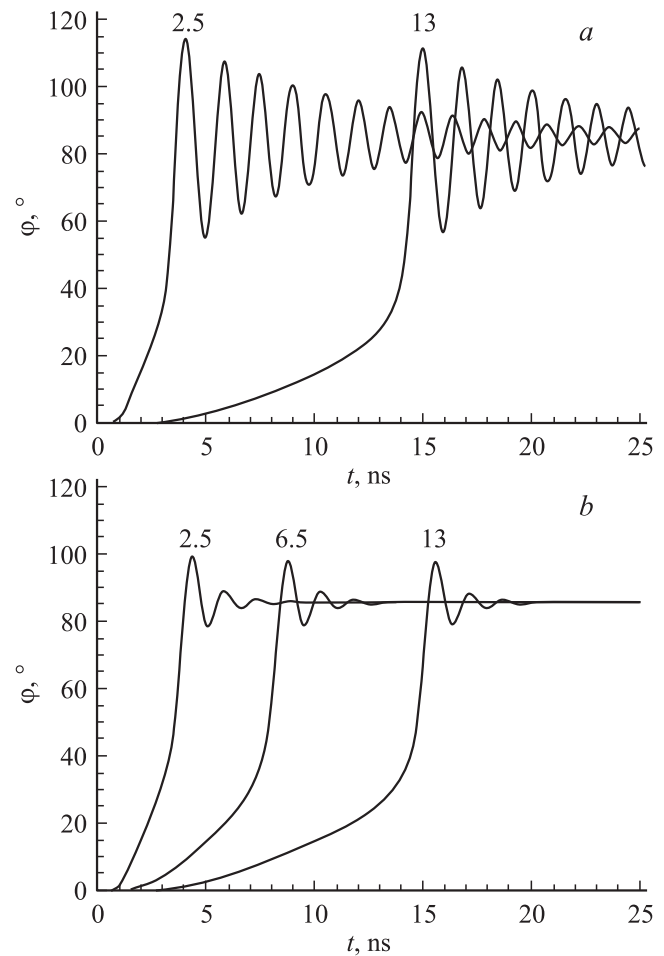


Рис. 6. Численные решения $\varphi(t)$ уравнения Ландау–Лифшица, полученные для $\lambda = \lambda_0 = 2.8 \cdot 10^6$ Hz (а) и $\lambda = 20 \cdot 10^6$ Hz (б). Значения τ_f (в ns) указаны над соответствующими кривыми.

и, более того, существенным образом не изменяются. В качестве примера на рис. 6 приведены численные решения уравнения Ландау–Лифшица, полученные для двух указанных выше предельных значений λ . Видно, что и в том и в другом случае отчетливо выделяется момент времени t^* начала резкого ускорения вращения намагниченности, который не зависит от величины λ . Не зависит от λ и факт наличия слабой зависимости интенсивности колебаний от длительности фронта намагничивающего импульса.

4. Заключение

Таким образом, проведенный в настоящей работе анализ поведения намагниченности при 90° импульсном намагничивании пленок ферритов-гранатов показывает, что эффект задержанного ускорения переходного процесса действительно состоит в резком возрастании скорости вращения намагниченности и обусловлен влиянием двухосной анизотропии. Очевидно, что этот

эффект может наблюдаться и в других магнетиках, имеющих форму пластин или пленок, в плоскости которых проявляется двухосная анизотропия и которые могут намагничиваться путем однородного вращения намагниченности. Это обстоятельство следует учитывать при разработке практических устройств на основе магнитных материалов.

Список литературы

- [1] R. Kikuchi. *J. Appl. Phys.* **27**, *11*, 1352 (1956).
- [2] D.O. Smith. *J. Appl. Phys.* **29**, *3*, 264 (1958).
- [3] B.R. Hearn. *J. Electron. and Control* **16**, *1*, 33 (1964).
- [4] K.U. Stein. *Z. Angew. Phys.* **20**, *1*, 36 (1965).
- [5] Г.М. Родичев, Н.П. Ляховский, П.Д. Ким, В.Н. Преснецов. *Изв. вузов. Физика* **7**, 140 (1969).
- [6] Y. Suezawa, F.V. Humphrey. *IEEE Trans. Magn.* **8**, 319 (1972).
- [7] О.С. Колотов, В.А. Погожев, Р.В. Телеснин. *УФН* **113**, *4*, 569 (1974).
- [8] Ю.А. Дурасова, Е.Н. Ильичёва, Е.И. Ильяшенко, О.С. Колотов, А.В. Матюнин, В.В. Смирнов, А.Г. Чешев. В сб.: *Тр. XVIII Междунар. школы-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“*. М. (2002). С. 477.
- [9] Е.И. Ильяшенко, О.С. Колотов, А.В. Матюнин, О.А. Миронец. *ФТТ* **48**, *2*, 280 (2006).
- [10] M. Bauer, R. Lopusnik, J. Fassbender, V. Hillebrands. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2756 (2000).
- [11] T.M. Crawford, P. Kabos, T.J. Silva. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2113 (2000).
- [12] Th. Gerrits, H.A.M. van den Berg, J. Hohlfeld, O. Gielkens, L. Bär, Th. Rasing. *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 283 (2002).
- [13] H.W. Schumacher, C. Chappert, R.C. Sousa, P.P. Freitas, J. Miltat. *Phys. Rev. Lett.* **90**, *1*, 017 204 (2003).
- [14] В.И. Ивашкин, Г.М. Руденко, К.М. Поливанов, А.Л. Фрумкин. *Изв. вузов. Физика* **2**, 7 (1971).
- [15] Г.И. Руденко. *Изв. вузов. Физика* **8**, 108 (1971).
- [16] Е.И. Ильяшенко, О.С. Колотов, А.В. Матюнин, В.А. Погожев. *Изв. РАН. Сер. физ.* **71**, *11*, 1570 (2007).
- [17] Е.И. Ильяшенко, О.С. Колотов, А.В. Матюнин, В.А. Погожев. *ЖТФ* **78**, *6*, 39 (2008).
- [18] Е.Н. Ильичёва, Е.И. Ильяшенко, О.С. Колотов, А.В. Матюнин, В.В. Смирнов. *ФТТ* **45**, *6*, 1037 (2003).
- [19] K.U. Stein. *Z. Angew. Phys.* **18**, 528 (1965).
- [20] О.С. Колотов, А.В. Матюнин, П.А. Поляков. *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, *10*, 1529 (2010).
- [21] О.С. Колотов, А.В. Матюнин. *ПТЭ* **3**, 88 (2003).