

<https://doi.org/10.3176/phys.math.1975.2.08>

УДК 538.22 : 681.327.66

О. РОСНИЦКИЙ, А. СВЯЗОВ

АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ВРАЩЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК С УЧЕТОМ ФОРМЫ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО ПОЛЯ

Исследование перемагничивания тонких магнитных пленок (ТМП) и, в частности, цилиндрических пленок важно в связи с применением их в качестве элементов хранения информации в запоминающих устройствах ЭВМ. При разработке этих элементов требуется аналитическое представление таких параметров выходных сигналов, как амплитуда, длительность и их зависимость от скорости нарастания возбуждающего поля и его формы.

Вопросам перемагничивания пленок посвящено много работ, но в большинстве из них рассматриваются чисто динамические режимы. Так, в [1-3] не учитывается длительность нарастания импульсов, что идеализирует картину и не позволяет следить за характером процесса переключения с изменением фронта переключающего импульса. В [4] учитывается время нарастания поля, однако отсутствуют аналитические выражения названных параметров и зависимостей.

В данной работе рассматривается динамика перемагничивания ТМП из состояния намагниченности вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН) под действием внешних импульсных полей, направленных вдоль оси трудного намагничивания (ОТН), с различными законами нарастания.

Анализ проводится для случая приложения малых внешних полей \vec{H}_a (меньших поля анизотропии \vec{H}_k), т. е. в режиме, характерном для запоминающих устройств с неразрушающим считыванием информации (NDRO). Съем сигнала осуществляется индуктивным способом с помощью витка, расположенного вдоль ОТН.

На основе модели однородного вращения намагниченности найдем выражение выходного сигнала. В качестве исходного примем уравнение Смита [5], полученное из уравнения Ландау—Лифшица, описывающего движение вектора намагниченности

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + 4\pi\lambda \frac{d\varphi}{dt} + 4\pi\gamma^2 \frac{dE}{d\varphi} = 0, \quad (1)$$

где φ — угол отклонения вектора намагниченности \vec{M}_s от ОЛН, E — магнитная энергия единицы объема ТМП, λ — постоянная затухания в уравнении Ландау—Лифшица, γ — магнитомеханическое отношение.

Энергия E складывается из энергии магнитной анизотропии

$$E_k = K \sin^2 \varphi,$$

где $K = \frac{H_k M_s}{2}$ — константа анизотропии, и энергии E_b , обусловленной взаимодействием вектора намагниченности \vec{M}_s с внешним полем \vec{H}_a

$$E_b = -H_a M_s \sin \varphi$$

$$E = E_k + E_b = \frac{H_k M_s}{2} \sin^2 \varphi - H_a M_s \sin \varphi. \quad (2)$$

Исходное уравнение (1) может рассматриваться и как феноменологическое, так как оно описывает поворот инерционного тела в вязкой среде при переменном вращающем моменте без наложения ограничения на величину λ .

Выполненные в [1, 3] на основе уравнения (1) сравнительные расчеты динамики переключения пленок с учетом и без учета члена, содержащего вторую производную, показали, что в процессах длительностью более 10 нсек [1], а в [3] — более 18,75 нсек, пренебрежение членом со второй производной фактически не меняет характера процесса. Следовательно, уравнение (1) с незначительными допущениями можно заменить равенством

$$\frac{d\varphi}{dt} + \frac{\gamma^2}{\lambda} \frac{dE}{d\varphi} = 0. \quad (3)$$

Для рассматриваемого случая малых внешних полей \vec{H}_a имеем малые значения угла φ ($\sin \varphi = \varphi$, $\cos \varphi = 1$). Тогда (3) с учетом (2) примет вид

$$\frac{d\varphi}{dt} + \frac{\gamma^2}{\lambda} H_k M_s \varphi - \frac{\gamma^2}{\lambda} H_a M_s = 0. \quad (4)$$

На основе полученного линейного дифференциального уравнения движения вектора \vec{M}_s (4) рассмотрим перемагничивание ТМП под воздействием внешних полей трех видов.

1. Внешнее поле имеет вид ступенчатой функции

$$H_a(t) = \begin{cases} 0 & (t < 0); \\ H_a & (t > 0). \end{cases} \quad (5)$$

2. Внешнее поле нарастает экспоненциально и аналитически выражается зависимостью

$$H_a(t) = H_a (1 - e^{-t/\tau}), \quad (6)$$

где τ — постоянная времени нарастания поля.

3. Внешнее поле имеет ступенчатую форму импульса с конечной длительностью линейного фронта, равной τ_ϕ , и аналитически выражается зависимостью

$$H_a(t) = \begin{cases} \frac{H_a t}{\tau_\phi} & \text{при } 0 < t \leq \tau_\phi; \\ H_a & \text{при } t \geq \tau_\phi. \end{cases} \quad (7)$$

Подставляя в (4) вместо H_a полученные выражения для полей, находим соответствующие решения (здесь и в дальнейшем индексы указывают на вид внешнего воздействия):

$$\varphi_1 = \frac{H_a}{H_k} (1 - e^{-bH_k t}), \quad (8)$$

$$\varphi_2 = \frac{H_a}{H_k} - \frac{bH_a \tau}{bH_k \tau - 1} + \frac{H_a}{H_k (bH_k \tau - 1)} e^{-bH_k t}, \quad (9)$$

в которых $b = \frac{\gamma^2}{\lambda} M_s$.

Воздействие третьего вида рассмотрим более подробно. Ввиду сложной формы внешнего поля его целесообразно разбить на две элементарные составляющие:

$$H_a(t) = \frac{H_a}{\tau_\Phi} t \quad \text{при } t > 0;$$

$$H_a(t) = -\frac{H_a}{\tau_\Phi} (t - \tau_\Phi) \quad \text{при } t \geq \tau_\Phi.$$

Подставляя эти выражения в (4), находим соответствующие решения. На участке $t \geq \tau_\Phi$ решение уравнения (4) на основе принципа суперпозиции находится как разность результатов от подстановок первой и второй элементарных составляющих. Общее решение уравнения (4) для случая воздействия третьего вида следующее:

$$\varphi_3 = \begin{cases} \frac{bH_a}{\tau_\Phi} \left[\frac{t}{bH_k} - \frac{1}{(bH_k)^2} \right] + \frac{bH_a}{(bH_k)^2 \tau_\Phi} e^{-bH_k t} & (0 < t \leq \tau_\Phi); \\ \frac{H_a}{H_k} \left[1 + \frac{1}{bH_k \tau_\Phi} (1 - e^{bH_k \tau_\Phi}) e^{-bH_k t} \right] & (t \geq \tau_\Phi). \end{cases} \quad (10)$$

Сигнал U с ТМП определяется скоростью изменения компоненты магнитной индукции, направленной перпендикулярно плоскости съемного витка. В связи с тем, что $H_a \ll M_s$, считаем $B_s = \mu_0 M_s$, тогда величина считываемого сигнала определяется выражением

$$U = -SB_s \frac{d}{dt} \cos \varphi = SB_s \sin \varphi \frac{d\varphi}{dt}, \quad (11)$$

где S — сечение пленки.

Подставляя в (11) значения φ из выражений (8)–(10) (при малых значениях φ), находим соответствующие выражения для рассматриваемых видов внешних полей:

$$U_1 = c e^{-bH_k t} (1 - e^{-bH_k t}), \quad (12)$$

$$U_2 = \frac{c}{(bH_k \tau - 1)^2} (e^{-bH_k t} - e^{-t/\tau}) [(1 - e^{-bH_k t}) - bH_k \tau (1 - e^{-t/\tau})], \quad (13)$$

$$U_3 = \begin{cases} \frac{c}{bH_k \tau_\Phi} (1 - e^{-bH_k t}) \left[\frac{t}{\tau_\Phi} - \frac{1}{bH_k \tau_\Phi} (1 - e^{-bH_k t}) \right] & (0 < t \leq \tau_\Phi); \\ \frac{c}{(bH_k \tau_\Phi)^2} [bH_k \tau_\Phi + e^{-bH_k t} - e^{-bH_k (t - \tau_\Phi)}] [e^{-bH_k (t - \tau_\Phi)} - e^{-bH_k t}] & (t \geq \tau_\Phi), \end{cases} \quad (14)$$

в которых $c = \mu_0 M_s S b \frac{H_a^2}{H_k}$.

На рис. 1 и 2 приведены характерные виды выходных сигналов, построенные по выражениям (12) — (15).

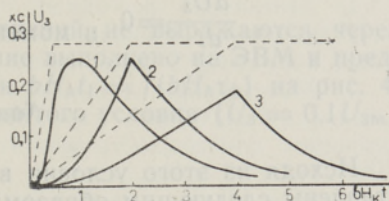
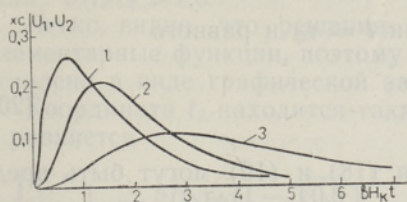


Рис. 1. Форма выходных сигналов с ТМП (теоретическая) при ступенчатой (1) и экспоненциальной (2, 3) форме внешнего поля (2 — при $bH_k\tau_\phi = 0,5$; 3 — при $bH_k\tau_\phi = 2,0$).

Рис. 2. Форма выходных сигналов с ТМП (теоретическая) при воздействии внешнего поля с длительностью фронта τ_ϕ при значениях $bH_k\tau_\phi$, равных 0,5 (1), 2,0 (2) и 4,0 (3). Пунктирными линиями показаны формы соответствующих внешних полей.

Для нахождения амплитудных значений выходных сигналов определим временные координаты точек максимума исходя из условия

$$\frac{dU_i}{dt} = 0.$$

В случае воздействия внешнего поля первого вида выходной сигнал имеет максимум в момент времени

$$t_{1m} = -\frac{1}{bH_k} \ln 0,5, \tag{16}$$

в случае воздействия внешнего поля третьего вида — в момент времени

$$t_{3m} = \begin{cases} -\frac{1}{bH_k} \ln \frac{bH_k\tau_\phi}{2(e^{bH_k\tau_\phi} - 1)}, & \text{если } \frac{dU_3}{dt} \geq 0 \text{ в точке } t = \tau_\phi; \\ \tau_\phi, & \text{если } \frac{dU_3}{dt} \leq 0 \text{ в точке } t = \tau_\phi, \end{cases}$$

где

$$\frac{dU_3}{dt} = \frac{bH_k\tau_\phi}{2(1 - e^{-bH_k\tau_\phi})} + e^{-bH_k t}.$$

Амплитудные значения выходных сигналов находим подставкой координат точек максимума в соответствующие выражения выходных сигналов

$$U_{1m} = 0,25\mu_0 M_s S b \frac{H_a^2}{H_k} = 0,25c, \tag{17}$$

$$U_{3m} = \begin{cases} 0,25c, & \text{если } \frac{dU_3}{dt} \geq 0 \text{ в точке } t = \tau_\phi; \end{cases} \tag{18}$$

$$\begin{cases} \frac{c}{(bH_k\tau_\phi)^2} (bH_k\tau_\phi + e^{-bH_k\tau_\phi} - 1) (1 - e^{-bH_k\tau_\phi}), & \text{если } \frac{dU_3}{dt} \leq 0 \text{ в точке } t = \tau_\phi. \end{cases} \tag{19}$$

Из анализа последних выражений (18) и (19) следует, что с уменьшением длительности фронта внешнего поля амплитуда растет, однако

рост происходит лишь до критического значения $\tau_{\phi, \text{кр.}}$, определяемого из условия

$$\frac{dU_3}{dt} = 0 \quad \text{в момент времени } t = \tau_{\phi} \text{ и равного}$$

$$\tau_{\phi, \text{кр.}} = \frac{1,6}{bH_k}. \quad (20)$$

Исходя из этого условия выражения (18) и (19) могут быть представлены следующим образом:

$$U_{3m} = \begin{cases} 0,25c, & \text{если } bH_k\tau_{\phi} \leq 1,6; \\ \frac{c}{(bH_k\tau_{\phi})^2} (bH_k\tau_{\phi} + e^{-bH_k\tau_{\phi}} - 1) (1 - e^{-bH_k\tau_{\phi}}), & (18') \\ \text{если } bH_k\tau_{\phi} > 1,6. & (19') \end{cases}$$

Теоретическая зависимость амплитудного значения выходного сигнала от длительности фронта внешнего поля изображена на рис. 3 (кривая 1). Хорошо виден резко нелинейный характер роста амплитуды сигнала при уменьшении длительности фронта внешнего поля.

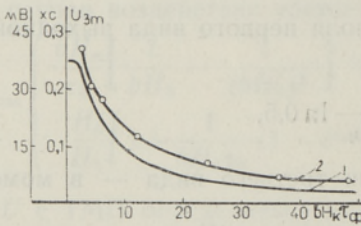


Рис. 3. Зависимость амплитуды выходных сигналов с ТМП от длительности фронта возбуждающего поля τ_{ϕ} :
1 — теоретическая, 2 — экспериментальная.

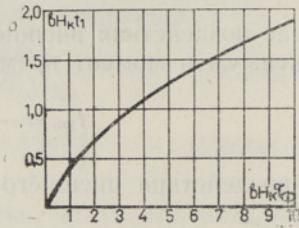


Рис. 4. Зависимость времени (t_1) нарастания сигналов с ТМП до уровня 0,1 амплитудного значения от длительности фронта (τ_{ϕ}) возбуждающего поля.

Расчет длительности выходного сигнала проводится на уровне 0,1 амплитудного значения. Исходя из условия $U_i = 0,1U_{im}$ находятся координаты точек, в которых равенство справедливо на фронте (t_1) и на спаде (t_2) сигнала, а длительность сигнала определяется как разность полученных координат

$$\tau_{iu} = t_2 - t_1.$$

Для внешнего поля первого вида длительность сигнала равна

$$\tau_{1u} = \frac{1}{bH_k} [\ln(0,5 + 0,5\sqrt{0,9}) - \ln(0,5 - 0,5\sqrt{0,9})] = \frac{3,6}{bH_k}. \quad (21)$$

Для внешнего поля третьего вида уравнение для нахождения координаты t_1 принимает вид

$$\frac{1}{bH_k\tau_{\phi}} (1 - e^{-bH_k t_1}) \left[\frac{t_1}{\tau_{\phi}} - \frac{1}{bH_k\tau_{\phi}} (1 - e^{-bH_k t_1}) \right] = 0,025,$$

если $bH_k\tau_{\phi} \leq 1,6$;

$$(1 - e^{-bH_k t_1}) [bH_k t_1 - (1 - e^{-bH_k t_1})] = \\ = 0,1 (bH_k \tau_{\Phi} + e^{-bH_k \tau_{\Phi}} - 1) (1 - e^{-bH_k \tau_{\Phi}}),$$

если $bH_k \tau_{\Phi} > 1,6$.

Легко видно, что решения этих уравнений не выражаются через элементарные функции, поэтому их решение выполнено на ЭВМ и представлено в виде графической зависимости $bH_k t_1 = f(bH_k \tau_{\Phi})$ на рис. 4.

Координата t_2 находится также из принятого условия ($U_3 = 0,1U_{3m}$) и равняется

$$t_2 = \begin{cases} -\frac{1}{bH_k} \ln \frac{bH_k \tau_{\Phi} (1 - \sqrt{0,9})}{2(e^{bH_k \tau_{\Phi}} - 1)}, & \text{если } bH_k \tau_{\Phi} \leq 1,6; \\ -\frac{1}{bH_k} \ln \frac{bH_k \tau_{\Phi} - \sqrt{(bH_k \tau_{\Phi})^2 + 0,4[bH_k \tau_{\Phi} (e^{bH_k \tau_{\Phi}} - 1) + (e^{-bH_k \tau_{\Phi}} - 1)^2]}}{2(e^{bH_k \tau_{\Phi}} - 1)}, & \\ \text{если } bH_k \tau_{\Phi} > 1,6. \end{cases}$$

Полученные таким образом выражения позволяют рассчитать длительность выходного сигнала с учетом фронта возбуждающего поля.

Экспериментальные исследования проводились на электролитически осажденных на цилиндрическую проводящую подложку пленках составом 80% Ni и 20% Fe, толщиной магнитного слоя $\sim 0,7$ мкм и $H_k = 5$ э. Поле возбуждения вдоль ОТН подавалось с помощью десятивиткового плетеного соленоида. Выходные сигналы снимались с провода подложки и регистрировались стробоскопическим осциллографом с низкоомным (50 ом) дифференциальным входом и разрешающей способностью 0,3 нсек.

Наблюдаемые сигналы продолжительнее [5], чем следует из модели однородного вращения. Однако учитывая, что исходное уравнение может рассматриваться как феноменологическое, можем найти такое значение параметра затухания λ , при котором выходной сигнал хорошо описывается уравнениями (12)–(15), полученными на основании (1).

Из выражений (16) и (21) находим длительность спада сигнала, характеризующего свободное вращение намагниченности (для внешнего поля первого вида)

$$\tau_{\text{сп}} = t_2 - t_{1m} = -\frac{1}{bH_k} \ln(0,5 - 0,5\sqrt{0,9}) + \frac{1}{bH_k} \ln 0,5 = \frac{3}{bH_k},$$

откуда

$$\lambda = \frac{\tau_{\text{сп}} \gamma^2 M_s H_k}{3}. \quad (22)$$

Длительность спада $\tau_{\text{сп}}$, определенная из осциллограммы выходного сигнала, равна $10 \cdot 10^{-9}$ сек при подаче вдоль ОТН импульсного поля величиной $(0,2-0,3)H_k$ с фронтом 10 нсек. Для исследуемой пленки с $M_s = 800$ гс, $\gamma = 1,76 \cdot 10^7$ э⁻¹·сек⁻¹ и $H_k = 5$ э значение коэффициента затухания, найденное из (22), составляет $\lambda = 52 \cdot 10^8$ сек⁻¹. Значение τ_{Φ} кр., определенное из (20), равняется 6,67 нсек.

На рис. 3 (кривая 2) приведена экспериментальная зависимость амплитуды выходного сигнала от длительности фронта возбуждающего поля. В исследованном диапазоне длительностей фронтов (10–200 нсек) экспериментальная зависимость хорошо согласуется с теоретической. Длительность выходных сигналов уменьшается при увеличении скорости нарастания внешнего поля, причем это уменьшение происходит главным образом за счет сокращения времени нарастания

сигнала. Результаты измерений отличаются от расчетных не более чем на 20%.

В заключение можно отметить следующее.

1. Амплитуда выходных сигналов с ТМП пропорциональна квадрату величины прикладываемого внешнего поля, причем эта зависимость сохраняется при любой форме возбуждающего поля.

2. Уменьшение длительности фронта внешнего поля увеличивает амплитуду выходных сигналов, но лишь до некоторого критического значения длительности фронта $\tau_{ф.кр.}$, по достижении которого рост амплитуды прекращается.

3. Уменьшение длительности фронта возбуждающего поля уменьшает длительность выходных сигналов, причем последнее происходит главным образом за счет сокращения длительности фронта выходных сигналов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гудинаф Дж., Смит Д., В сб.: Магнитные свойства металлов и сплавов, М., 1961, с. 153.
2. Фрумкин А. Л., Поливанов К. М. и др., Тр. междунар. конф. по магнетизму, МКМ-73, III, М., 1974, с. 464—468.
3. Егиян К. А., Костандян Б. А., Изв. АрмССР, Физика, 2, № 2, 85—90 (1967).
4. Мирошник И. А., Руденко Г. И., Изв. ВУЗов, Радиотехника, IX, № 6, 783—785 (1966).
5. Smith D. O., J. Appl. Phys., 29, No. 3, 264—273 (1958).

Научно-исследовательский институт
Таллинского электротехнического
завода им. М. И. Калинина

Поступила в редакцию
9/IX 1974

O. ROSNITSKI, A. SVIJAZOV

ÕHUKESTE MAGNETKILEDE MAGNEETUVUSVÄLJA PÖORLEMISE DÜNAAMIKA ANALÜÜS SÕLTUVALT ERGUTUSVÄLJA KUJUST

Analüüsitakse piki kergemagneetimestelge magneeditud õhukeste magnetkilede ümbermagneetimist väikese amplituudiga välisvälja poolt, mis mõjub piki raskemagneetimestelge. Analüüsil kasutatakse homogeense pöörlemise mudelit. On tuletatud avaldised väljundsignaalide jaoks erineva kujuga välisväljade mõju korral. Esitatakse väljundsignaali amplituudi sõltuvus ergutusvälja frondi kestusest ja valemid väljundsignaalide kestuse arvutamiseks.

O. ROSNITSKY, A. SVIJAZOV

DYNAMIC ANALYSIS OF THE ROTATION OF MAGNETIZATION IN A THIN MAGNETIC FILM, WITH REGARD TO THE FORM OF THE EXCITATION FIELD

This work presents the dynamics of the overmagnetization of a thin magnetic film, directed along the light axis, and made by the external field of a small amplitude, directed along the hard axis. A homogeneous rotation model is used, and the output formulae for the cases of different forms of external fields are obtained. The output amplitude's dependence on the length of the front of the excitation field, and formulae for the length of output signals are presented.