

УДК 539 216 22 : 621 318 1

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ОДНООСНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ, ПОМЕЩЕННОЙ В СИНУСОИДАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Н. Н. Колачевский, Л. В. Стригин

Вычислено спектральное распределение флуктуаций намагнченности тонкой ферромагнитной пленки (ТФП) с прямоугольной петлей гистерезиса в предположении, что перемагничивание происходит только смещением границ. Проведено сравнение расчета с экспериментом, которое показало, что при малых амплитудах внешнего поля возникает определенный тип корреляции между положениями границ в разных циклах.

1. ТЕОРИЯ

Поликристаллические ТФП, обладающие одноосной анизотропией, имеют петли гистерезиса, близкие к прямоугольным. Это означает, что интервал полей, в которых осуществляется процесс перемагничивания, мал по сравнению с коэрцитивной силой пленки. Следовательно, при перемагничивании пленки синусоидальным магнитным полем достаточно большой амплитуды временной интервал, в котором происходит изменение намагнченности, мал по сравнению с периодом изменения поля. Таким образом, зависимость намагнченности от времени будет иметь вид последовательности почти прямоугольных импульсов.

При амплитудах магнитного поля, близких к значению коэрцитивной силы пленочного образца, вследствие неповторяемости процесса перемагничивания [1, 2] происходят значительные флуктуации этих импульсов. Наблюдения осциллограмм импульсного сигнала (рис. 1)

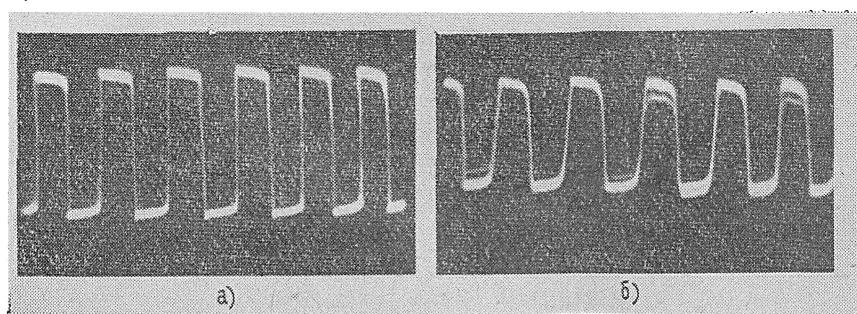


Рис. 1. Осциллограммы сигнала, пропорционального намагнченности пленки при частоте перемагничивания $F_0 = 1 \text{ кгц}$:
а) амплитуда сигнала $M = M_s$ (намагнченность насыщения), $H_0 = 3 \text{ э}$; б) амплитуда сигнала $M = 0,6 M_s$, $H_0 = 1,74 \text{ э}$.

показывают, что флуктуации амплитуд настолько велики (они могут доходить до 10% от намагнченности насыщения), что при расчете

интенсивности шума можно пренебречь вкладом случайных явлений в области фронтов импульсов, связанных со случайнм распределением отдельных скачков междоменных границ, и представлять процесс в виде последовательности прямоугольных импульсов со случайной амплитудой.

Для вычисления спектрального распределения флуктуаций намагнченности рассмотрим следующую модель. Предположим, что в пленке выделен участок прямоугольной формы, разделенный на две области с противоположными направлениями намагнченности (рис. 2). Пусть при положительном направлении внешнего поля граница может смещаться только вправо, а при отрицательном — только влево в интервале $[0, a]$. В частном случае этот интервал ограничен краями пленки. Допустим также, что в каждом полуцикле возможен не более чем один скачок и что этот скачок происходит мгновенно при одинаковых по величине полях.

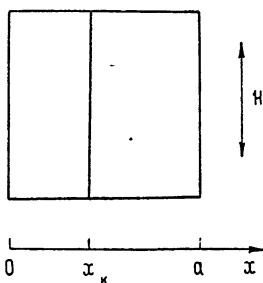


Рис. 2.

Рис. 2. Возможные интервалы изменения положения границы (первая модель).

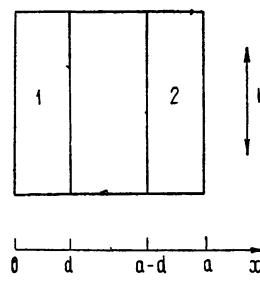


Рис. 3.

Рис. 3. Возможные интервалы изменения положения границы (вторая модель).

Таким образом, зависимость намагнченности от времени будет представлять собой последовательность одинаковых по форме импульсов, отличающихся только высотой, и процесс можно записать в виде

$$M(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} x_k F\left(t - k \frac{T_0}{2}\right), \quad (1)$$

где координата положения границы в k -м полуцикле после скачка x_k является случайной величиной, T_0 — период изменения внешнего поля.

Если пренебречь влиянием неоднородных размагничивающих полей на краях пленки и неоднородностями ее структуры, то естественно предположить, что плотность вероятности перехода границы в точку y при условии, что до этого она находилась в точке x , не зависит от y , т. е. представляет собой равномерное распределение в интервале от 0 до x при отрицательном полуцикле поля либо в интервале от x до a при положительном полуцикле. Таким образом, условная плотность вероятностей случайной величины x_k зависит от предыдущего состояния и знака поля в данном полуцикле. Зависимость от предыдущего состояния связана с ограниченностью пленки и приводит к корреляции случайных положений границы в последовательных полуциклах.

Следует отметить, что предположение о равномерном распределении случайной величины x_k согласуется с результатами опытов Форда и Пью [3] по измерению распределения скачков Баркгаузена в пленках

по величине. Тем не менее реальный процесс смещения границ на всей пленке может не иметь равномерного распределения величины x_k . В результате влияния неоднородного размагничивающего поля и неоднородностей структуры пленки случайная величина x_k локализуется иногда в некоторых довольно узких областях. Поэтому целесообразно рассмотреть и вторую модель.

Пусть в каждом полуцикле с отрицательным значением поля граница попадает в область 1 с равномерным распределением x_k в интервале шириной d (рис. 3), а в каждом полуцикле с положительным значением поля — в область 2 такой же ширины. Причем случайные координаты остановок границ в областях 1 и 2 статистически независимы.

Вычислим спектральное распределение мощности шума сначала в рамках первой модели перемагничивания. При положительном полуцикле условная плотность вероятностей перехода границы из точки x в точку y в силу сделанных предположений имеет вид

$$\varphi^+(y/x) = \begin{cases} 1/(a-x) & (x \leq y \leq a) \\ 0 & (0 \leq y < x) \end{cases}. \quad (2)$$

При отрицательном полуцикле

$$\varphi^-(y/x) = \begin{cases} 1/x & (0 \leq y \leq x) \\ 0 & (x < y \leq a) \end{cases}. \quad (3)$$

Для соответствующих функций $\varphi^+(x)$ и $\varphi^-(x)$ безусловной плотности вероятности случайной величины должны выполняться соотношения

$$\int_0^a \varphi^-(y/x) \varphi^+(x) dx = \varphi^-(y),$$

$$\int_0^a \varphi^+(y/x) \varphi^-(x) dx = \varphi^+(y).$$
(4)

Подставляя выражения (2) и (3) в (4), получим

$$\int_y^a \varphi^+(x) \frac{1}{x} dx = \varphi^-(y),$$

$$\int_0^y \varphi^-(x) \frac{1}{a-x} dx = \varphi^+(y).$$
(5)

Из симметрии следует дополнительное условие

$$\varphi^+(x) = \varphi^-(a-x). \quad (6)$$

Нормированное решение системы (5) с учетом (6) имеет вид

$$\varphi^+(x) = \frac{2}{a^2} x,$$

$$\varphi^-(x) = \frac{2}{a^2} (a-x) \quad (0 \leq x \leq a). \quad (7)$$

Теперь можно вычислить центральные смешанные моменты:

$$\overline{b_m b_n} = \overline{x_m x_n} - \overline{x_m} \overline{x_n}. \quad (8)$$

Непосредственные вычисления с использованием (2), (3), (7) дают

$$\overline{b_m b_n} = \frac{a^2}{18 \cdot 2^{|m-n|}}. \quad (9)$$

Далее легко получить выражение для сплошной компоненты спектральной плотности флуктуаций процесса, определяемого формулой (1), с учетом (9) [4]:

$$g_1\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right) = \frac{m_s^2 a^2}{6\omega_0} \left(\frac{\sin(\pi/2)(\omega/\omega_0)}{(\pi/2)(\omega/\omega_0)} \right)^2 \frac{1}{5 - 4 \cos \pi (\omega/\omega_0)}, \quad (10)$$

где $\omega_0 = 2\pi/T_0$, m_s — максимальный магнитный момент, отнесенный к единице поверхности пленки.

Перейдем теперь к рассмотрению второй модели перемагничивания. В силу предположения о статистической независимости состояний границ в различных полуциклах выражение для центральных моментов $\overline{b_m b_n}$ имеет вид

$$\overline{b_m b_n} = \delta(m, n) \overline{b^2}. \quad (11)$$

Совершая затем преобразования, аналогичные проделанным выше, придем к следующему результату:

$$g_2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right) = \frac{m_s^2 a^2}{12\omega_0} \left[\frac{\sin(\pi/2)(\omega/\omega_0)}{(\pi/2)(\omega/\omega_0)} \right]^2. \quad (12)$$

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ОБРАЗЕЦ

Использованная в работе экспериментальная установка была основана на применении меридионального магнитооптического эффекта Керра. В качестве фотоприемника светового сигнала использовался германиевый фотодиод. Максимальная амплитуда переменной составляющей сигнала достигалась при угле поворота анализатора, равном примерно 10° по отношению к скрещенному состоянию. Поскольку люксамперная характеристика фотодиода линейна в широком диапазоне интенсивностей света, наличие значительной постоянной составляющей светового сигнала не создавало трудностей. Источником света служила ксеноновая лампа ДКСШ-200, питаемая постоянным током. Спектр флуктуаций светового сигнала, отраженного от ТФП и прошедшего через поляризационную призму, исследовался низкочастотным анализатором спектра. Минимальная частота наблюдения была равна 50 Гц.

Все измерения проводились на ТФП в виде круглого пятна диаметром 10 мм и толщиной 1000 Å, приготовленной методом термического испарения сплава 79 НМ с вольфрамового испарителя в вакууме порядка 10^{-5} мм рт. ст. с последующей конденсацией паров металла на химически очищенные стеклянные подложки (предметные стекла для микроскопа), температура подложки при напылении была около 300°C. Напыление производилось в присутствии ориентирующего магнитного поля, создающего одноосную магнитную анизотропию. Величина этого постоянного поля была около 100 э. Сразу после испарения термаллю приступали к напылению на поверхность ферромагнитной пленки монооксида кремния для усиления магнитооптического эффекта (вращение плоскости поляризации отраженного света достигло примерно 1°) и предохранения ферромагнитного слоя от повреждений.

Магнитные поля в трех взаимно перпендикулярных направлениях создавались катушками Гельмгольца. В катушках имелись секции для

создания переменного поля, перемагничивающего пленку, и постоянного поля, компенсирующего магнитное поле Земли.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Экспериментальные измерения спектрального распределения флюктуаций намагниченности проводились при частотах перемагничивания 0,5; 1; 2 и 3 кГц. Поскольку коэрцитивная сила образца зависела от частоты перемагничивания, то имело смысл сравнивать спектры флюктуаций, измеренные на различных частотах, не при одинаковых амплитудах поля, а при одинаковых средних амплитудах импульсного сигнала, пропорционального намагниченности.

На рис. 4 приведены кривые измеренных спектров флюктуаций намагниченности для случаев, когда пленка за полукола перемагничивалась в среднем на $0,90 M_s$; $0,60 M_s$; $0,30 M_s$. Значения амплитуд магнитного поля H_0 при каждой частоте перемагничивания F_0 представлены в табл. 1.

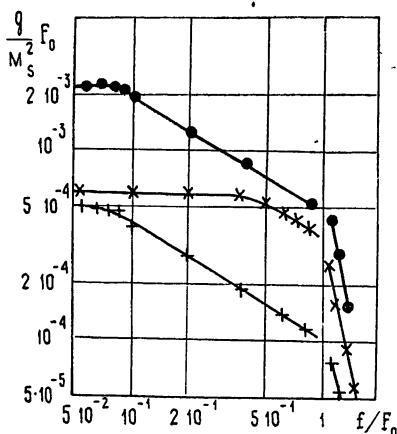


Рис. 4. Экспериментальное распределение флюктуаций намагниченности, приведенное к величине M_s^2/F_0 .
 $\times \times \times - M = 0,90 M_s$; $\bullet \bullet \bullet - M = 0,60 M_s$; $+++ - M = 0,30 M_s$.

Измерения показали, что спектральная плотность флюктуаций намагниченности при каждой выбранной амплитуде импульсного сигнала

Таблица 1

F_0 (кГц)	M/M_s	0,90	0,60	0,30
0,5		1,88 э	1,70 э	1,55 э
1		1,92 э	1,74 э	1,59 э
2		2,10 э	1,86 э	1,65 э
3		2,22 э	2,01 э	1,79 э

обратно пропорциональна частоте перемагничивания F_0 . Поэтому в координатах f/F_0 , $\frac{g}{M_s^2} F_0$ спектральное распределение не зависит от частоты перемагничивания. Экспериментальные точки на рис. 4, по которым построены кривые, были получены путем усреднения результатов многократных измерений значения $(g/M_s^2) F_0$ на всех использованных частотах перемагничивания (среднеквадратический разброс точек при каждом значении f/F_0 не превышал 5 %).

На рис. 5 показана зависимость спектральной плотности и амплитуды импульсного сигнала от амплитуды внешнего поля. Быстрое спадание спектральной плотности после достижения максимума при увеличении амплитуды поля H_0 еще раз доказывает, что сплошная

компоненты спектра в рассматриваемой области амплитуд определяется флуктуациями полного изменения магнитного момента за полуцикль, т. е. амплитудами импульсов, а не случайными явлениями в ходе этого изменения, которые дают, как видно, пренебрежимо малый вклад.

На рис. 6 произведено сравнение формы экспериментальных и теоретических спектров. Пунктирные кривые 1 и 2 построены по формулам (10) и (12). При амплитуде импульсного сигнала $M = 0,90 M_s$, экспериментальные значения соответствуют спектру последовательности прямоугольных импульсов со случайными независимыми амплитудами (вторая модель). Уменьшение амплитуды поля приводит к значительному изменению формы спектра, которая приближается к форме спектра модели 1.

Если обратиться к осциллограмме импульсного сигнала (рис. 1б), соответствующего $M = 0,60 M_s$, то станет ясно, что нарушение прямо-

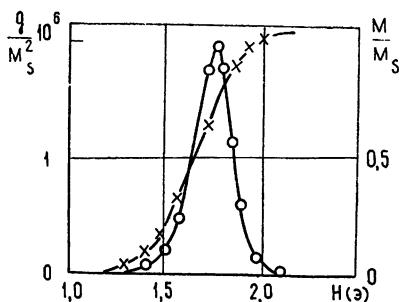


Рис. 5. Зависимость величины импульсного сигнала M/M_0 и спектральной плотности шума от амплитуды поля H_0 на частоте $f=0,1 \text{ кГц}$ при $F_0 = 1 \text{ кГц}$.

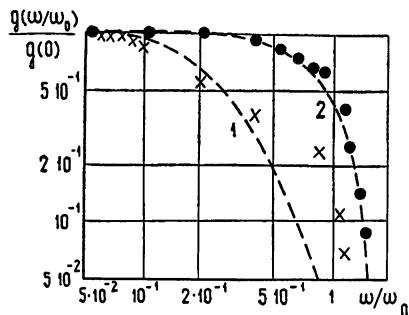


Рис. 6. Теоретические кривые (1 — первая модель, 2 — вторая модель) и экспериментальные точки спектрального распределения шума.

●●● — $M = 0,90 M_s$; ××× — $M = 0,60 M_s$

угольности импульсов при уменьшении амплитуд поля может дать лишь пренебрежимо малый вклад в наблюдаемое изменение формы спектрального распределения. Поэтому данное явление можно связывать только с возникновением корреляции между амплитудами импульсов. Отсутствие корреляции при большом сигнале перемагничивания можно объяснить тем, что в этом случае междоменные границы в каждом полуцикле перемещаются на большие расстояния и места их остановок в положительных и отрицательных полуциклах случайно распределены в удаленных областях плёнки (как правило, по ее краям).

Как показывают визуальные наблюдения, при уменьшении амплитуды поля указанные области остановок границ могут перекрываться, что и приводит к возникновению корреляции между амплитудами импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Prutton, Phil. mag., 4, № 45 1063 (195).
2. В. В. Кобелев, А. А. Корсунский, Магнитные элементы устройств вычислительной техники, изд. АН СССР, М., 1961, стр. 85.
3. N. C. Ford, E. W. Pugh, J. Appl. Phys., 30, № 4, 270 (1959).
4. Б. Р. Левин, Теоретические основы статистической радиотехники, изд. Сов. радио, М., 1966.

**SPECTRAL DISTRIBUTION OF FLUCTUATIONS OF MAGNETIZATION
OF UNIAXIAL FERROMAGNETIC FILM PLACED IN A SINUSOIDAL
MAGNETIC FIELD***N. N. Kolachevskii, L. V. Strygin*

The spectral distribution of fluctuations of magnetization of a thin ferromagnetic film (TFF) with a rectangular hysteresis loop is calculated under the assumption that the magnetization takes place only due to the boundary displacement. Calculation is compared with experiment indicating that at small amplitude of the external field the definite type correlation occurs between the boundary positions in different cycles.
