

05.2;12

©1995

О МЕТОДЕ СЧИТЫВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ, ОСНОВАННОМ НА РЕГИСТРАЦИИ ЭНЕРГИИ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю.Л.Гобов, Г.А.Шматов

В работе [1] показана практическая возможность регистрации магнитных полей с микронным размером неоднородности при использовании ферромагнитного резонанса (ФМР) в пластине железиттриевого граната (ЖИГ). Там же приведена оценка разрешающей способности δ метода. Эта оценка основывалась на предположении о том, что в области резонанса происходит возбуждение обменных спиновых волн (ОСВ). Однако, как показали дальнейшие эксперименты, на величину δ существенное влияние оказывает толщина D пленки-датчика (ЖИГ), что не следует из выражения для δ , полученного в [1]. Кроме того, в эксперименте величины внешнего магнитного поля и его градиента в области резонанса имели следующие значения: $H \approx 10^2$ Э и $G = |\nabla H| \approx 0.3$ Э/мкм при выбранной геометрии (см. ниже) и заданной рабочей частоте $f = 2$ ГГц. Близость величины поля к резонансному ($k = 0$) полю $H_r = 252$ Э для обратных объемных магнитостатических волн (ООМ-СВ) с частотой $f = 2$ ГГц также указывает на то, что при данном значении G происходит возбуждение не ОСВ, а дипольно-обменных либо чисто дипольных волн — МСВ. В случае, если при возбуждении спиновых волн в области взаимодействия СВЧ поля и спиновой системы учитывать дипольное взаимодействие, то зависимость $\delta(D)$ объясняется вполне естественным образом.

На рис. 1 показана принципиальная схема, позволяющая осуществить считывание информации, записанной на магнитофонной ленте (МЛ). Для считывания записи с МЛ нужно, чтобы величина поля H была меньше коэрцитивной силы H_c носителя записи. Этого удастся достичь при $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}$ (\mathbf{N} — нормаль к поверхности пленки, рис. 2, а). СВЧ поле создается щелевой линией передачи (ШЛП), а градиент G направлен вдоль ШЛП: $\mathbf{G} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{M} \parallel \mathbf{z}$. Предполагается, что пленка ЖИГ намагничена полем \mathbf{H} до насыщения,

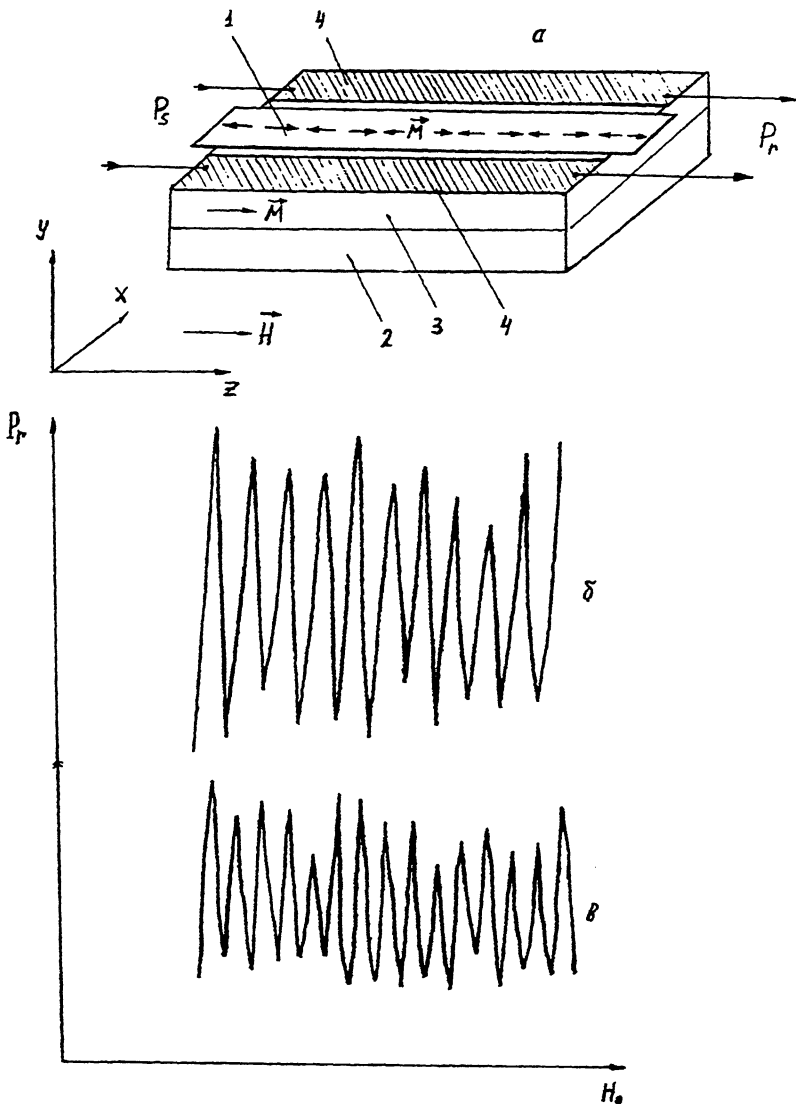


Рис. 1. а — схема эксперимента по считыванию синусоидального сигнала с различным пространственным периодом Δ записи.

$\mathbf{H} = (0, 0, H(z))$, $z_r(t) = (H_r - H_0(t))/G$, $H_r \approx 10^2$ Э, $f = 2$ ГГц, $G = 0.3$ Э/мкм; 1 — магнитофонная лента (МЛ), 2 — подложка (галлий-гадолиниевый гранат, ГГГ), 3 — пленка ЖИГ, 4 — щелевая линия передачи (Cu). б — зависимость мощности P_r на выходе устройства от H_0 при $\Delta = 14$ мкм; в — зависимость $P_r(H_0)$ при $\Delta = 10$ мкм.

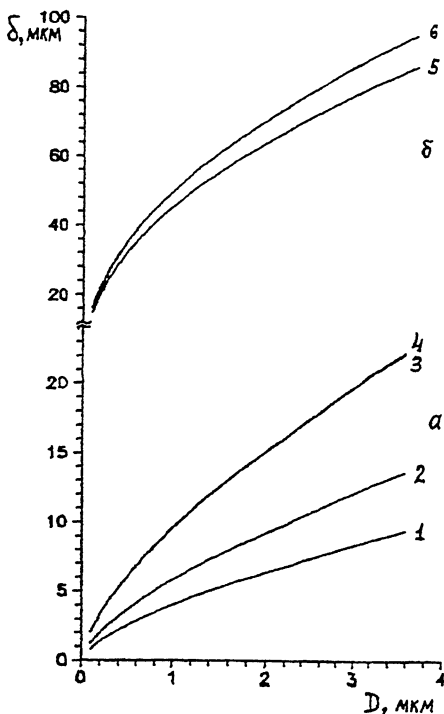


Рис. 2. Зависимость разрешающей способности δ от толщины D пленки ЖИГ при возбуждении: а — прямых (кривые 3, 4), обратных (кривые 1, 2) объемных МСВ; б — поверхностных МСВ (кривые 5, 6).

а: 1 — $H_r = 69$ Э, $f = 1$ ГГц; 2 — $H_r = 252$ Э, $f = 2$ ГГц; 3 — $H_r = 2116$ Э, $f = 1$ ГГц; 4 — $H_r = 2472$ Э, $f = 2$ ГГц. б: 5 — $H_r = 252$ Э, $f = 2$ ГГц; 6 — $H_r = 69$ Э, $f = 1$ ГГц.

а направление волнового вектора волны \mathbf{k} определяется направлением градиента: $\mathbf{k} \parallel \mathbf{G}$.

МЛ с записанным на нее синусоидальным сигналом помещалась непосредственно в зазоре ШПЛ так, чтобы дорожки записи на ленте находились внутри щели и были направлены вдоль нее. Источником неоднородной части внешнего магнитного поля $H(z) = -Gz + H_0(t)$ являлась система магнитов. Изменение величины H_0 позволяло перемещать область, в которой выполняется условие однородного ФМР $H(z_r) = H_r$, вдоль пластины ЖИГ согласно соотношению $z_r(t) = (H_r - H_0(t))/G$.

Наличие дополнительного поля $H^*(r)$, создаваемого неоднородным распределением намагниченности на МЛ, приводит к изменению градиента суммарного поля $H_{\Sigma}(z) =$

$G, \text{ Э/мкм}$	0.1		0.3	
$D, \text{ мкм}$	1	4	1	4
$\delta, \text{ мкм}$	10	30	6	20

$= H(z) + H^*(z)$ по сравнению с градиентом внешнего поля $H(z)$. Как показано в [2-3], энергия СВЧ поля, преобразуемая в энергию СВ, обратно пропорциональна градиенту поля в области резонанса. Поэтому в области локализации магнитной неоднородности (МН) при перемещении области резонанса z_r вдоль пленки ЖИГ величина поглощаемой энергии изменяется. Это дает возможность регистрировать изменение энергии и тем фиксировать наличие МН.

Экспериментальная зависимость P_r на выходе устройства в зависимости от H_0 , зарегистрированная в режиме перемещения области однородного ФМР вдоль пластины ЖИГ, приведена на рис. 1, б, в. Минимальный период записи $\delta = \min(\Delta)$, при котором считываемый сигнал можно было различить на фоне шума, принимался в качестве экспериментального значения δ . Результаты определения δ для различных D и G приведены в таблице.

Полученные результаты можно интерпретировать на основе представления о возбуждении СВ в той области пленки ЖИГ, где выполняются условия однородного ФМР в неоднородном поле [2-3]. Зная точное распределение высокочастотной намагниченности $m(z)$ для возбуждаемой в том или ином случае СВ, можно математически строго и корректно определить δ и ε (это будет сделано в отдельной работе). Здесь же мы ограничимся приближенным подходом, использованным для оценки δ на основе законов дисперсии СВ (что справедливо для медленно меняющегося поля $H(z)$). А именно, так же как и в [1], предположим, что большая часть энергии СВЧ поля поглощается на расстоянии $\delta = z - z_r = \lambda(z)/2$, равном половине длины волны λ в точке z .

Такая оценка была осуществлена в [1] для случая, когда в пластине ЖИГ возбуждаются обменные спиновые волны. Подставив в закон дисперсии ОСВ условие $\delta = z - z_r = \lambda(z)/2$, легко получить

$$\delta = \left(\frac{2\pi^2 A}{M_s G} \right)^{1/3}, \quad G = |\nabla H(z_R)|. \quad (1)$$

Величина H в (1) должна заметно изменяться на расстоянии порядка длины λ возбуждаемой волны. То есть область

применения выражения (1) оказывается ограниченной достаточно большими значениями градиента $G \approx 10^2$ Э/мкм, когда длина волны оказывается порядка обменной: $\lambda \approx \lambda_0$ ($\lambda_0 = \sqrt{2A/M_s} = 0.07$ мкм, где $A \approx 3.4 \cdot 10^{-7}$ эрг/см — константа неоднородного обменного взаимодействия, $M_s \approx 140$ Гс — намагниченность насыщения для ЖИГ). Поэтому при возбуждении СВ в пластине ЖИГ в неоднородном поле с $G \approx 1$ Э/мкм нужно учитывать дипольное взаимодействие. Поскольку учет именно дипольного взаимодействия позволяет объяснить зависимость $\delta(D)$, то в дальнейшем мы несколько упростим задачу и будем считать, что при малых G ($G \ll 10^2$ Э/мкм) возбуждаются безобменные, чисто дипольные волны — МСВ.

Определяя δ указанным выше образом, можно получить следующие выражения в случае, если в области возбуждения волны считать справедливыми законы дисперсии прямой объемной МСВ (ПОМСВ), ООМСВ и поверхностной МСВ (ПМСВ) соответственно:

$$\delta = \left(\frac{D^2 2\pi M_s}{G \cdot n^2} \right)^{1/3}; \quad (2)$$

$$\delta = \left(\frac{D^2 \cdot H_2}{G \cdot n^2} \right)^{1/3},$$

$$H_2 = -2\pi M_s + [(2\pi M_s)^2 + (\omega/\gamma)^2]^{1/2}, \quad \omega = 2\pi f; \quad (3)$$

$$\delta = \left(\frac{2\pi^2 D \cdot M_s}{G(1 + 4\omega^2/\omega_M^2)} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где n — номер моды, $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$, $\gamma = 2\pi \cdot 2.81 \cdot 10^6$ Гц/Э — гиромагнитное отношение для ЖИГ. Выражения (2)–(4) справедливы при выполнении условий $\omega \leq \omega_M$, $GD \ll 4\pi M_s$, $\delta \simeq D$ (для ПОМСВ), $GD \ll 4\pi M_s$, $\gamma H_2 \ll \omega_M$, $\delta \simeq D$ (для ООМСВ), $\delta G \ll 4\pi M_s$, $\delta \gg D$ (для ПМСВ; если $\delta \leq D$, то нет зависимости $\delta(D)$). Эти выражения позволяют определять зависимость δ как от параметров пленки-датчика M_s , D , так и от внешних параметров G , ω . На рис. 2 построены зависимости $\delta(D)$ в результате численного решения уравнений, полученных после подстановки условия $\delta = z - z_r = \lambda(z)/2$ непосредственно в соответствующий закон дисперсии. Сравнение с результатами численного счета показывает, что выражения (2)–(4) позволяют вычислять δ с точностью, не меньшей 10% в выбранном интервале изменения D . Наименьшие величины для δ получаются в случае $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}$, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$

(ООМСВ). Поэтому именно эту геометрию нужно использовать для разработки считывающих головок с микронной областью разрешения.

Быстродействие метода можно оценить из упрощенного представления об однородной прецессии в области резонанса и эффективном уширении линии ФМР из-за зарождения СВ. Поскольку быстродействие обратно пропорционально времени релаксации $\tau = 1/(\gamma\Delta H)$, а $\Delta G = \delta G$, то при $\delta \simeq 1$ мкм, $G \simeq 1$ Э/мкм имеем $\tau = 10^{-8}$ с и быстродействие оказывается порядка 10^8 бит/с.

Список литературы

- [1] Рейдерман А.Ф., Гобов Ю.Л. // Дефектоскопия. 1991. В. 11. С. 68-71.
- [2] Schloman E. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. N 1. P. 159-166.
- [3] Schloman E., Joseph R.I. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. N 1. P. 167-170.

Институт физики
металлов
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
18 августа 1994 г.

