

05.2; 09

© 1992

ЗАВИСИМОСТЬ ФАЗЫ ОТ ЧАСТОТЫ ДЛЯ ОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА С НЕОДНОРОДНЫМИ ПО ТОЛЩИНЕ МАГНИТНЫМИ СВОЙСТВАМИ

П.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев,
М.П. Тихомирова

Применение коротких обменных спиновых волн (ОСВ) для обработки радиосигналов может дать возможность значительно уменьшить размеры функциональных элементов. По сравнению с элементами на магнитоэлектрических спиновых волнах (МСВ) их размеры могут быть уменьшены примерно на 2-4 порядка в отношении длин МСВ (10^2-10^3 мкм) и ОСВ ($10^{-1}-1$ мкм). В данной работе сообщается об экспериментальных исследованиях, показывающих перспективность использования неоднородных по толщине пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) для построения устройств на ОСВ с различными частотными характеристиками фазы $\varphi(\omega)$ и времени групповой задержки сигнала $\tau(\omega) = \partial\varphi/\partial\omega$.

При проведении экспериментов исследуемые образцы - пленки ЖИГ ориентации $[111]$ с толщинами $S=10-20$ мкм - помещались либо в нормальное, либо в касательное насыщающее поле \vec{H} . СВЧ накачка подавалась с помощью отрезка полосковой линии передачи, расположенной вблизи образца. Измерялась мощность сигнала, прошедшего через полосковую линию, и сигнала, отраженного от нее, в зависимости от частоты ω при фиксированном H . В некоторых пленках вместо стандартного провала на указанных зависимостях, вызванного ферромагнитным резонансным поглощением и имеющего ширину 3-30 МГц, наблюдалась широкая (100-1000 МГц) полоса поглощения, внутри которой можно было выделить тонкую структуру из большого числа (до 120) пиков. Ширина полосы менялась от пленки к пленке и зависела от ориентации поля \vec{H} . Нумеруя пики в порядке возрастания их частоты, можно построить зависимость частоты ω_n в центре n -го пика от номера n . Типичный вид таких зависимостей показан на рис. 1. Характер расположения пиков не зависел от размеров образца в плоскости при изменении последних от нескольких сантиметров до 1 мм. Уменьшение толщины пленки путем травления ее поверхности показало, что в спектре касательно намагниченной пленки по мере стравливания последовательно исчезают наиболее высокочастотные пики, при этом частоты остающихся пиков не меняются.

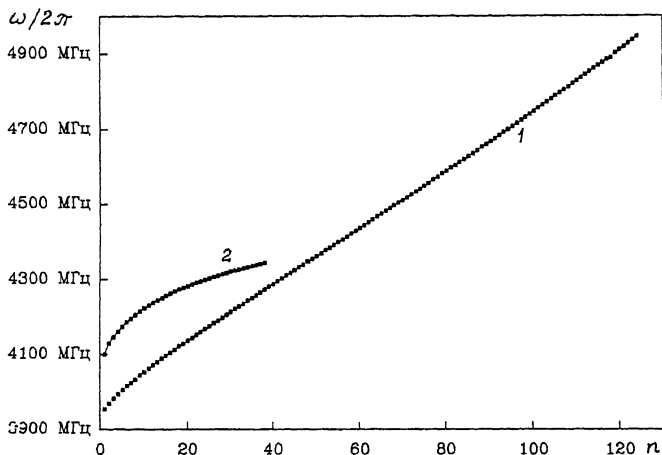


Рис. 1. Зависимость резонансной частоты от номера резонанса. 1 – спектр нормально намагниченной пленки, $H=3505$ Э; 2 – спектр касательно намагниченной пленки, $H=808$ Э; толщина пленки $\delta=17.2$ мкм.

При интерпретации полученных результатов мы исходили из того, что наличие пиков объясняется резонансами ОСВ по толщине пленки, поскольку $\omega_n(n)$ не зависит от плоскостных размеров образца. Если бы имел место обычный спин-волновой резонанс в однородной по толщине пленке, то разность $(\omega_n - \omega_1)$ возрастала бы с номером n как n^2 [1]. Фактически, однако, этого не происходит (рис. 1). Причиной может являться изменение магнитных свойств пленок по толщине [2, 3]. Подобные отступления от закона n^2 наблюдались в металлических [4] и ЦМД пленках [5] и были объяснены именно влиянием неоднородностей по толщине. В пленках ЖИГ изменение намагниченности наблюдалось ранее лишь в относительно тонком приповерхностном слое [6], а также в пленках с линейным профилем намагниченности [7]. Будем считать, что параметром, изменяющимся вдоль координаты x вглубь пленки, является эффективная намагниченность $M(x)$, определяемая намагниченностью насыщения M_{sut} и полем одноосной анизотропии H_a : $4\pi M(x) = 4\pi M_{sut} - H_a$. Для доказательства предлагаемой интерпретации экспериментальных данных мы покажем, что если путем обработки отдельно каждой из двух, представленных на рис. 1, зависимостей $\omega_n(n)$ восстановить профиль $M(x)$, то профили, полученные из спектров нормально и касательно намагниченной пленки, совпадают. Будем считать, что $M(x)$ меняется по толщине монотонно, достигая максимального значения $M=M_0$ при $x=0$ и минимального значения $M=M_S$ при $x=S$. Введем эффективное волновое число q ОСВ, распространяющейся по нормали

к поверхности, как функцию частоты ω и координаты x . Рассмотрим случай нормально намагниченной пленки. Тогда q находится из дисперсионного уравнения [1]:

$$\omega = \gamma(H - 4\pi M) + \alpha \cdot \gamma \cdot 4\pi M_{\text{surf}} \cdot q^2, \quad (1)$$

в котором γ - гиромагнитное отношение, α - постоянная неоднородного обмена. Будем считать, что величина $\alpha \cdot \gamma \cdot 4\pi M_{\text{surf}}$ меняется незначительно. Из (1) видно, что если ω лежит в диапазоне $\omega_0 < \omega < \omega_S$ (где $\omega_S = \gamma(H - 4\pi M_S)$ и $\omega_0 = \gamma(H - 4\pi M_0)$) то внутри пленки имеется точка с некоторой координатой $x = d$, в которой q обращается в ноль. Обменные спиновые волны не распространяются в слое $d < x < S$, где величина $q^2 < 0$ и могут распространяться при $0 < x < d$, поскольку в этом интервале значение $q^2 > 0$. С ростом частоты величина d увеличивается, и расширяется участок распространения ОСВ. При $\omega = \omega_S$ значение d достигает второй границы пленки $x = S$, что приводит к резкому падению интенсивности ОСВ на частотах $\omega > \omega_S$. Последнее обстоятельство связано с тем, что вблизи точки $x = d$ поле ОСВ меняется с x наиболее плавно, так что интеграл перекрытия с СВЧ полем накачки максимален. Поэтому эффективное возбуждение ОСВ происходит в слое, где $q \sim 0$, и именно наличие подобного слоя внутри пленки играет первостепенное значение. Набег фазы ОСВ при распространении от точки возбуждения до поверхности пленки и обратно запишем в виде:

$$\varphi(\omega) = 2 \cdot \int_0^{d(\omega)} q(x, \omega) dx. \quad (2)$$

Тогда условие резонанса будет иметь вид:

$$\varphi(\omega_n) + \varphi_0 = 2\pi n, \quad (3)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$, φ_0 - скачок фазы ОСВ при отражениях от границы области распространения, зависящий от степени закрепления спинов на поверхности пленки. Поскольку $q(d, \omega) = 0$, мы можем, подставляя в (1) экспериментальные значения частот резонансов $\omega = \omega_n$, найти величины M_n , соответствующие $M(x)$ при $x = d_n \equiv d(\omega_n)$. Координаты d_n найдем из уравнений (2) и (3), считая, что на участке $d_n \leq x \leq d_{n+1}$ зависимость $M(x)$ линейна. Таким образом, мы получим набор значений $M_n(d_n)$, описывающий распределение намагниченности по толщине пленки. Проведя аналогичный расчет для случая касательно намагниченной пленки и сравнивая полученные результаты (рис. 2), мы видим, что найденные зависимости практически совпадают. Следует отметить, что область распространения ОСВ в касательно намагниченной пленке примыкает к границе с меньшей намагниченностью $M = M_S$. Поэтому результаты эксперимента по стравливанию пленки

показывают, что минимум $M(x)$ достигается на границе пленка-подложка. Частоты первых пиков при этом действительно не должны зависеть от толщины S до тех пор, пока S больше длины участка распространения.

Таким образом, мы показали, что ОСВ в пленках ЖИГ с неоднородным по толщине распределением эффективной намагниченности могут быть возбуждены в широком частотном диапазоне (до 1 ГГц). Зависимости номеров резонансов ОСВ от частоты представляют собой по сути фазочастотные характеристики ОСВ. Время групповой задержки сигнала в такой структуре $\tau(\omega) = \frac{\partial \varphi}{\partial \omega}$ определяется расстоянием между соседними пиками $\tau = 2\pi / (\omega_{n+1} - \omega_n)$ и составляет от 35 до 350 нс для касательно намагниченной пленки и ~ 130 нс для нормально намагниченного образца. Рассмотрим, каковы возможности получения требуемых для практического использования зависимостей $\varphi(\omega)$ и $\tau(\omega)$ с помощью выбора профиля $M(x)$. Возьмем $M(x)$ в виде функции, меняющейся по степенному закону $M(x) = M_0 - \Delta M (x/d)^r$, где $\Delta M = M_0 - M_S$. Тогда для случая нормально намагниченной пленки из (1) и (2) получим:

$$\varphi(\omega) = C \cdot \Delta \omega^{\frac{r+2}{2r}},$$

$$\tau(\omega) = C \cdot \frac{r+2}{2r} \cdot \Delta \omega^{\frac{2-r}{2r}}, \quad (4)$$

где $\Delta \omega = (\omega - \omega_0)$,

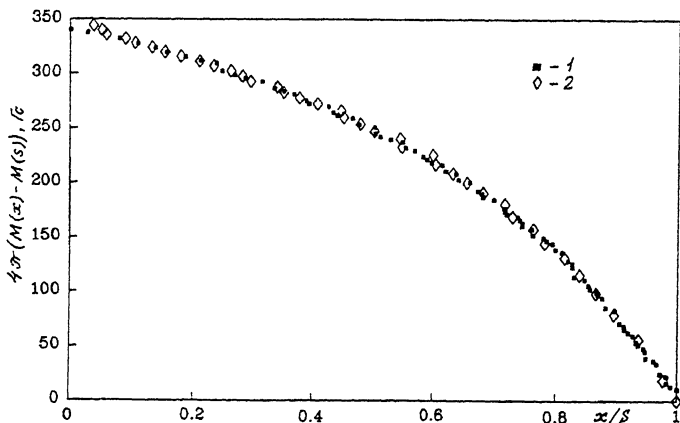


Рис. 2. Профиль изменения эффективной намагниченности по толщине пленки. 1 — данные, полученные из спектра нормально намагниченной пленки; 2 — данные, полученные из спектра касательно намагниченной пленки.

$$C = \frac{2S}{\sqrt{4\pi\gamma \cdot \Delta M} \cdot \sqrt{\alpha \cdot \gamma \cdot 4\pi M_{sut}}} \cdot \int_0^1 \sqrt{1-y^r} dy. \quad (5)$$

Видно, что в полосе частот $B \equiv (\omega_s - \omega_0) / 2\pi$ можно получить частотные зависимости различного вида. Например, для $r=2/3$ задержка τ линейно меняется с $\Delta\omega$. Для $r=2$ фаза $\varphi \sim \Delta\omega$, а τ от ω не зависит. В последнем случае $B\tau \sim S\sqrt{\Delta M}$ и составляет ≈ 1000 при $S=120$ мкм и $\Delta M/M_{sut}=0.3$. При этом $\tau \approx 620$ нс, то есть меньше времени релаксации для ЖИГ с шириной линии ферромагнитного резонанса $\leq 0.55 \tau$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А х и е з е р А.И., Б а р ь я х т а р В.Г., П е л е т - м и н с к и й С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967.
- [2] P o r t i s А.М. // Appl. Phys. Lett. 1963. V. 2. N 4. P. 69-71.
- [3] S c h l ö m a n n E. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. N 3. (part 2). P. 1193-1194.
- [4] W i g e n P.E., K o o i C.F., S h a n a - b a r g e r M.R. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. N 11. P. 3302-3311.
- [5] Н о е к с т р а В., V a n S t a p e l e R.P., R o b e r t s o n J.M. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 1. P. 382-395.
- [6] П о м я л о в А.В., З и л ь б е р м а н П.Е. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 11. С. 3504-3505.
- [7] Л у ц е в Л.В., Б е р е з и н И.Л., Я к о в л е в Ю.М. / Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1989. В. 5. С. 5-8.

Институт радиотехники
и электроники РАН,
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
23 апреля 1992 г.