

УДК 537.611.44

ПОВЕРХНОСТНЫЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ ФЕРРИТОВЫХ ПЛЕНКАХ

© С.Л.Высоцкий, Г.Т.Казаков, А.В.Марягин, Ю.А.Филимонов, А.С.Хе

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
410019 Саратов, Россия

(Поступила в Редакцию 10 января 1995 г.)

(Окончательной редакции 25 мая 1995 г.)

Исследовано распространение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в слоистой структуре с двумя обменно-связанными ферритовыми пленками. Показано, что влияние межслойного обмена на дисперсию и затухание ПМСВ наиболее заметно проявляется на частотах резонансного взаимодействия ПМСВ с обменными модами слоистой структуры: возникающие на частотах резонансов характерные аномальные участки в дисперсии и пики поглощения ПМСВ осциллируют с изменением поля подмагничивания. Указанные осцилляции связываются с эффектом «расталкивания» обменных мод слоистой структуры, который возникает в области частот «вырождения» спектров спин-волнового резонанса пленок.

Распространение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в двухслойных ферритовых структурах подробно изучено в дипольном приближении [1-5]. В этом случае, во-первых, не учитывают связь пленок через обменные поля и полагают константу межслойного обмена F_{12} равной нулю; во-вторых, считают выполненным условие пренебрежения вкладом неоднородного обмена в эффективные магнитные поля пленок

$$\left(\frac{2A}{M_0^2} Q^2 \right)_l \ll 1, \quad (1)$$

где A , M_0 и Q — соответственно обменная жесткость, намагниченность и волновое число в l -м слое ($l = 1, 2$).

Особенности в распространении дипольных ПМСВ, вызванные нарушением (1), хорошо изучены для одиочных пленок: в «толстых» пленках, где толщина d больше длины свободного пробега обменных волн, ПМСВ испытывают радиационное затухание, вызванное гибридизацией с обменными волнами [6]; в «тонких» пленках взаимодействие ПМСВ и обменных волн на частотах фазового синхронизма носит резонансный характер и сопровождается возникновением «щелей» или «аномальных участков» в законе дисперсии ПМСВ и росте потерь на прохождение через пленку [7,8]. При этом эффективность взаимодействия дипольных и обменных волн определяется параметром закрепления спинов на поверхности пленки L , связанным с константой энергии поверхностной анизотропии K_S соотношением $L = K_S/A$.

В двухслойных структурах результат взаимодействия дипольных и обменных волн существенно определяется как величиной диэлектрического зазора между слоями t , так и значением (при $t = 0$) параметра межслойного обмена A_{12} [9-12]. Если $A_{12} = 0$, но условие (1) в слоях нарушено, то дипольные волны гибридизуются с обменными волнами каждого из слоев, что вызывает перераспределение дипольных полей в структуре и как следствие приводит к зависимости связи пленок через дипольные поля от параметра закрепления поверхностных спинов [9,10]. При этом эффективность гибридизации дипольных и обменных волн в структуре, как и в случае одиночных пленок, будет в основном определяться параметрами закрепления L .

В структурах, где $A_{12} \neq 0$, в дополнение к единому спектру дипольных волн межслойный обмен приводит к формированию единого для всей структуры спектра обменных волн. В результате взаимодействия таких волн в структуре образуются коллективные дипольно-обменные волны со свойствами, отличными от случая одиночных пленок, что проявляется, в частности, в их зависимости от параметра A_{12} [11,12]. Цель данной работы — рассмотреть распространение ПМСВ в структуре с двумя обменно-связанными пленками, изучить эффекты гибридизации ПМСВ с обменными волнами и исследовать их зависимость от параметра межслойного обмена.

Отметим, что впервые о наблюдении распространения коллективных дипольно-обменных волн в касательно намагниченных двухслойных эпитаксиальных ферритовых пленках сообщалось в [13]. При этом, однако, зависимость свойств таких волн от параметра межслойного обмена не исследовалась.

1. Экспериментальные результаты

В экспериментах использовались структуры с параметрами, указанными в табл. 1. Структуры были получены методом жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната ориентации (111) последовательным наращиванием слоев, при этом слой I контактировал с подложкой.

Исследовались амплитудно-частотные (АЧХ) и фазочастотные (ФЧХ) характеристики макета линии задержки ПМСВ. Для этого структуры размещались на входном и выходном микрополосковых преобразователях, которые имели ширину $15 \mu\text{m}$, длину 5mm и были размещены на расстоянии 10mm . Внешнее поле H_0 ориентировалось параллельно микрополоскам. Исследования проводились в диапазоне частот $0.1 \div 6 \text{ GHz}$ при комнатных температурах.

Таблица 1

Параметры исследованных структур

Номер структуры	Слой	$4\pi M_0$, Gs	d , μm	A , 10^{-7} , erg/cm
1	I	800	17	2.2
	II	1650	4.92	3.8
2	I	1750	8	3.85
	II	640	6	2

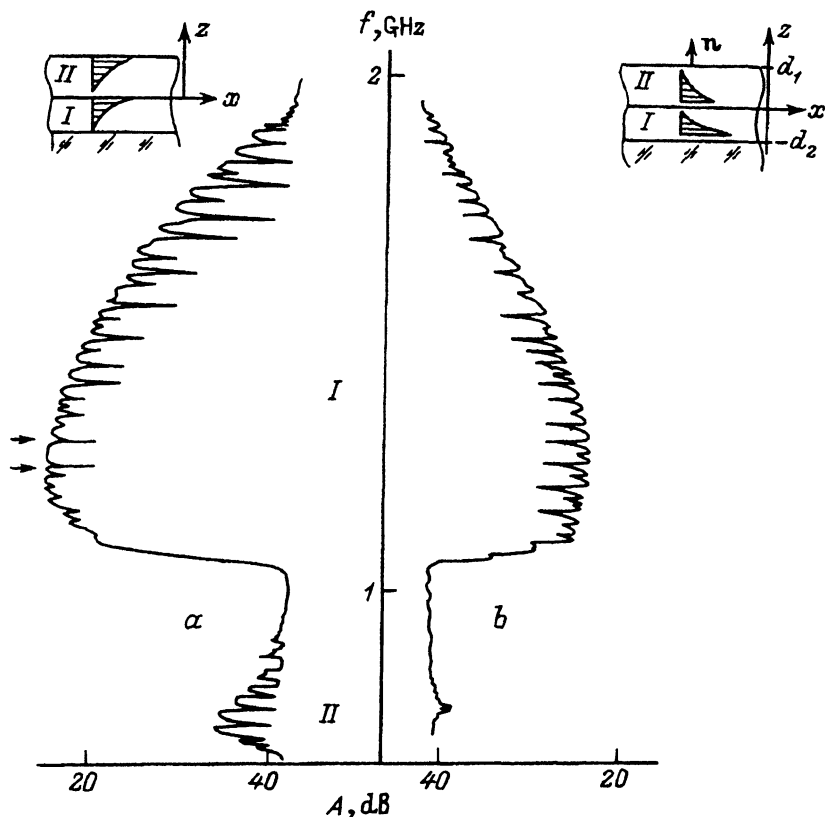


Рис. 1. Вид АЧХ макета со структурой № 2.
 H_0 (Ое): а — 73, б — -73.

На рис. 1, а, б показан вид АЧХ макета со структурой № 2, намагниченной в полях $H_0 = 73$ и -73 Ое соответственно. При положительных значениях H_0 ПМСВ «прижаты» к «верхним» поверхностям пленок I и II, направление нормали которых совпадает с направлением нормали к поверхности структуры, граничащей с воздухом. При другом направлении намагничивания ПМСВ локализованы вблизи «нижних» поверхностей пленок. Сказанное иллюстрируют вставки к рис. 1.

Можно видеть, что при указанных ориентациях H_0 в АЧХ наблюдаются две области прохождения сигнала (I и II). Их положение по частоте и общий вид согласуются с результатами, полученными в дипольном приближении [1-5]. Частоты, отвечающие нижним границам областей I и II, соответствуют длинноволновым границам ПМСВ в изолированных слоях и могут быть оценены в пренебрежении влиянием кристаллографической (кубической и одноосной) анизотропии с точностью не хуже 6% с помощью соотношений [14]

$$f_{0i} = \sqrt{f_H^2 + f_H f_{ml}}, \quad (2)$$

где $f_H = \gamma H_0$, $f_{ml} = 4\pi\gamma M_{0i}$. Внутри областей I и II видны участки осцилляций прохождения и замирания интерференции. Их возникновение необходимо связать с резонансным взаимодействием ПМСВ и

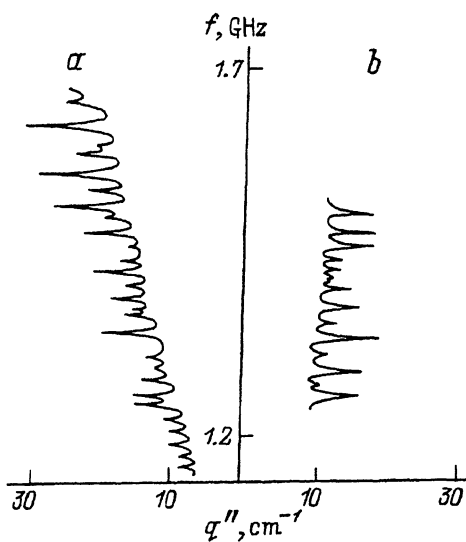


Рис. 2. Частотные зависимости декремента ПМСВ в структуре № 2. H_0 (Oe): а — 73, б — -73.

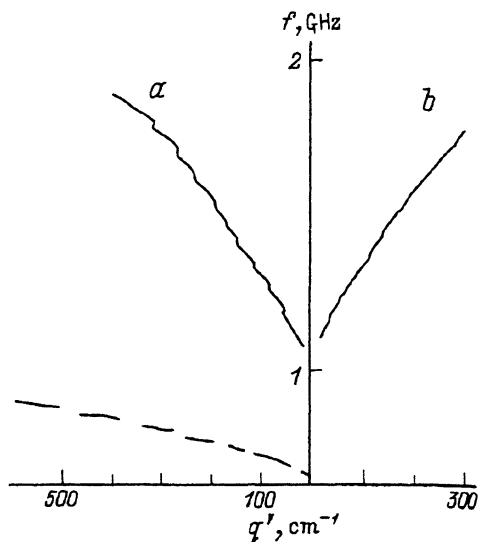


Рис. 3. Дисперсионные зависимости ПМСВ в структуре № 2. H_0 (Oe): а — 73, б — -73.

обменных волн структуры вполне аналогично тому, как это имеет место в одиночных пленках [7,8]. Это предположение подтверждается, во-первых, достаточно хорошим совпадением измеренных частот, на которых наблюдаются особенности в АЧХ, с частотами СВР пленок, определяемыми при касательном намагничивании соотношениями [15]

$$F_{N1} = \sqrt{(f_H + f_{m1} + f_{ex1})(f_H + f_{ex1})}, \quad (3)$$

где $f_{ex1} = (2A_1/M_{01})Q_N^2$, $\gamma = 2.8 \text{ MGz/Oe}$ — гиромагнитное отношение, считающееся постоянным по структуре, Q_N — волновое число СВ на частоте СВР номера N ; в случае закрепленных поверхностных спинов $Q_N = (\pi N)/d$. Причем в область I попадают моды СВР как самого этого слоя ($N_1 \approx 1, \dots, 53$), так и слоя с меньшей намагниченностью ($N_2 \approx 20, \dots, 41$). В область II попадают моды СВР только слоя II номеров $N_2 \approx 1, \dots, 15$. Во-вторых, указанным изменениям в АЧХ отвечают характерные для резонансного взаимодействия ПМСВ и обменных волн [7,8] аномальные участки в дисперсионной зависимости и рост декремента ПМСВ. Это можно видеть из рис. 2, 3, где приведены результаты измерения дисперсионной зависимости и частотной зависимости пространственного декремента ПМСВ в структуре, выполненные с помощью ФЧХ [16] и метода подвижного зонда [17].

Рассмотрим теперь вклад обменной связи слоев в наблюдаемое взаимодействие. В качестве первого шага следовало убедиться, что межслойная граница вносит основной вклад в наблюдаемые осцилляции АЧХ. Для этого поверхность структуры (т.е. слоя II) подвергалась травлению на глубину $\approx 0.5 \mu\text{m}$, что в однослойных пленках, как правило, «снимает» закрепление поверхностных спинов [18] и приводит к исчезновению «обменных осцилляций» АЧХ [19]. В нашем случае осцилляции АЧХ своего вида не меняли даже после стравливания поверхности слоя II на глубину $\approx 1 \mu\text{m}$ и сохранялись при дальнейшем

травлении вплоть до полного исчезновения в АЧХ области прохождения II. В момент полного стравливания слоя II исчезали обменные осцилляции АЧХ в области I. Следовательно, наибольшее закрепление спинов в рассматриваемом случае достигается на межслойной границе.

Другое подтверждение доминирующего вклада межслойной границы в гибридизацию дипольных и обменных волн можно получить, сопоставив на рис. 2 для двух направлений H_0 частотные зависимости пространственного декремента ПМСВ в области I. Можно видеть, что в случае, когда волна «прижата» к межслойной границе, с ростом частоты увеличиваются значения q'' как на частотах резонанса, так и вне резонансных областей. Такое поведение $q'' = q''(f)$ отвечает случаю, когда ПМСВ распространяется вдоль поверхности пленки с закрепленными спинами [7,8]. Если бы спины были закреплены на поверхности, противоположной по отношению к поверхности локализации ПМСВ, то с ростом частоты уровень осцилляций в зависимости $q''(f)$ должен снижаться [8]. Именно так ведут себя осцилляции $q''(f)$ в области I при $H_0 = -73$ Ое (рис. 2).

Однако к закреплению спинов на межслойной границе может приводить как поверхностная анизотропия [15], так и межслойный обмен [20]. Причем поверхностная анизотропия, стремясь уменьшить динамическую часть намагниченности на границе ($m \rightarrow 0$ при $L_s \rightarrow \infty$ [15]), уменьшает вклад энергии межслойного обмена, для которой справедлива оценка [12] $W_{ex} \approx A_{12} m_1 m_2$.

Для того чтобы выделить в явном виде вклад межслойного обмена в наблюдаемые осцилляции дисперсии и затухания ПМСВ, воспользуемся характерным для межслойного обмена эффектом — «расталкиванием» мод СВР слоистой структуры в случае, когда какие-либо частоты СВР изолированных слоев оказываются вырожденными [12]. При этом величина частотного интервала $\Delta F_{n,m}$ между «растолкнувшимися» модами номеров n и m непосредственно определяется значением A_{12} [11,12].

В структурах, составленных из пленок с разными параметрами (типа указанных в табл. 1), эффект вырождения для полосы частот существования ПМСВ будет носить случайный характер, т.е. при некотором поле H_0^* в области I АЧХ макета может оказаться интервал частот, где n -я мода СВР пленки I и m -я мода СВР пленки II будут иметь близкие частоты F_n и F_m ($F_n(H_0^*) = F_m(H_0^*)$). Поскольку зависимость частот F_n и F_m от поля H_0 различна, то при изменении H_0 их взаимное расположение и величина $\Delta F_{n,m}$ будут меняться. Причем если $A_{12} \neq 0$, то $\Delta F_{n,m} > 0$ даже при $H_0 = H_0^*$ [21]. Далее воспользуемся соответствием частот «обменных» минимумов в АЧХ и СВР структуры и проследим за изменением с полем H_0 участка области I АЧХ, содержащего частоты СВР обеих пленок (на рис. 1 выделен стрелками).

На рис. 4 изображен выделенный участок АЧХ для нескольких значений поля H_0 . Видно, что в процессе изменения H_0 меняются глубина и число «обменных» минимумов в АЧХ. При поле $H_0 = 73$ Ое выделенный участок содержал только два «обменных минимума» (рис. 4,а). С уменьшением поля их глубина уменьшается и одновременно между ними возникают два дополнительных обменных минимума (третий и

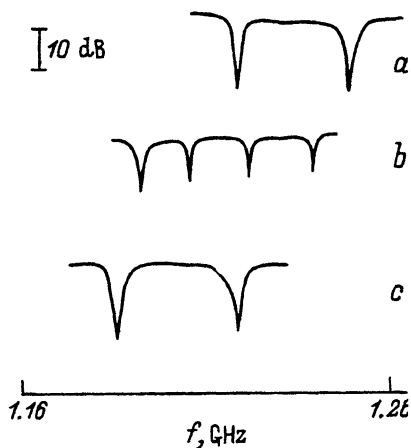


Рис. 4. Трансформация участка АЧХ макета со структурой № 2 при перестройке поля H_0 .

четвертый), глубина которых увеличивается и сравнивается с глубиной первых двух обменных минимумов при поле $H_0 = 68$ Ое (рис. 4, b). При поле $H_0 = 64$ Ое исходные минимумы исчезают полностью, тогда как глубина третьего и четвертого достигает максимума (рис. 4, c). Дальнейшее уменьшение H_0 приводит к уменьшению глубины третьего и четвертого минимумов; одновременно с этим восстанавливаются первый и второй, и при поле $H_0 = 54$ Ое выделенный участок АЧХ принимает исходный вид.

Обратимся теперь к табл. 2, где приведены рассчитанные значения частот мод СВР пленок, которые в полях $H_0 = 60-73$ Ое попадают в интервалы частот, указанные на рис. 4. Можно видеть, что дважды (при $H_0 = 67$ и 60 Ое) частоты СВР изолированных пленок должны были совпасть. Однако на рис. 4 расстояния между соседними частотами $F_1 \dots F_4$, на которых обменные минимумы зарождаются и существуют при изменении поля H_0 , практически не меняются. Следовательно, показанное на рис. 4 поведение АЧХ отвечает идее расталкивания мод СВР изолированных пленок.

Таким образом, глубина выделенных обменных минимумов в АЧХ осциллирует с периодом $H_0 \approx 20$ Ое. Период осцилляций и величина, на которую меняется глубина обменных минимумов, зависят как от номера резонанса, так и от значений H_0 . Период осцилляций увеличивается с ростом H_0 , что легко показать с помощью (3), и при $H_0 > 200$ Ое его величина достигает 40 Ое. При $H_0 \approx 4\pi M_{1,2}$ полного исчезновения обменных минимумов в АЧХ (типа показанного на рис. 4) не происходит и, кроме того, расстояние между соседними обменными минимумами начинает осциллировать с полем H_0 . В качестве примера на рис. 5 показан характер осцилляций обменных минимумов, наблюдаемых в структуре $N1$ в диапазоне полей $H_0 = 710-742$ Ое. При этом значении частотного интервала $\Delta F_{n,m}$ между минимумами меняется от $\Delta F = 8.7$ МГц при $H_0 = 710-742$ Ое до $\Delta F = 8.1$ МГц при $H_0 = 724$ Ое.

Изменение характера осцилляций с ростом H_0 можно объяснить, если принять, что поверхностная анизотропия на межпленочной границе является одноосной с осью, нормальной поверхности. Тогда при касательном намагничивании закрепление спинов будет характеризо-

Таблица 2
Зависимость частот СВР слоев
структуры № 2 от поля H_0

H_0 , Oe	F_n , MHz	F_m , MHz
73	1210	1207
	1250	1227
		1248
69	1197	1182
	1236	1202
		1223
67	1189*	1169
	1229	1189*
		1210
64	1179	1149
	1218	1170
		1191
60	1164*	1223
	1204	1144
		1164*

вать эффективный параметр закрепления, который зависит от частоты [15]

$$L^{ef} = 0.5L \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (2f/f_m)^2}} \right). \quad (4)$$

С помощью (4) можно видеть, что вклад в закрепление спинов на межпленочной границе со стороны поверхностной анизотропии оказывается мал в условиях эксперимента, отвечающих рис. 4, где $f \ll f_m$ и $L^{ef} \ll L$, и характер осцилляций полностью определяет межслойный обмен. Для случая, показанного на рис. 5, оказывается выполненным условие $f \approx f_m$, а параметр закрепления близок к максимально возможному $L^{ef} \approx L$ и для указанного на рис. 5 интервала полей остается практически постоянным. В этом случае поверхностная анизотропия обеспечивает некоторую конечную глубину обменных минимумов в АЧХ, а межслойный обмен добавляет к этому уровню осциллирующую добавку. Кроме того, увеличение эффективного параметра закрепления L^{ef} на межпленочной границе сопровождается уменьшением частотного интервала $\Delta F_{n,m}$ между растолкнувшимися модами [21] и возникновением осцилляций величины $\Delta F_{n,m}$ от поля H_0 .

Отметим, что одновременно с осцилляциями глубины обменного минимума в АЧХ наблюдаются осцилляции величин аномальных участков дисперсии и приращения декремента, отвечающих данному минимуму (рис. 5). Видно, что степень искажения дисперсионной зависимости и уровень потерь хорошо коррелируют с глубиной обменного минимума в АЧХ.

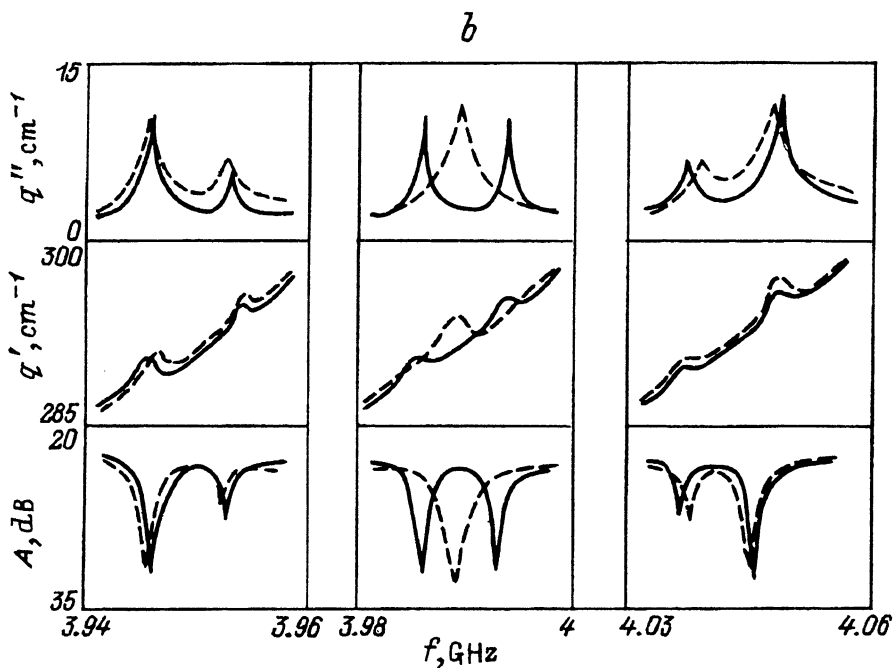
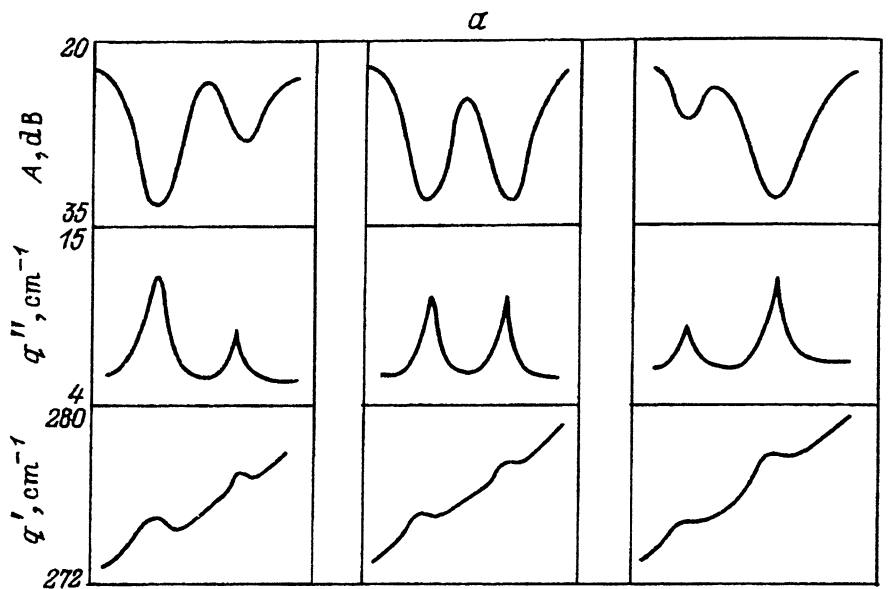


Рис. 5. Осцилляции обменных минимумов в АЧХ, пространственного декремента ПМСВ q'' и искажений дисперсионной зависимости ПМСВ в структуре № 1 при перестройке поля H_0 .

a — эксперимент, b — расчет для случаев $A_{12} = 0$ (штриховая линия) и 0.1 erg/cm^2 (сплошная линия).

2. Результаты расчетов

Покажем теперь, что экспериментальные результаты соответствуют расчетам дисперсии и затухания ПМСВ в обменно-связанных пленках. Будем считать, что ось Oz перпендикулярна поверхности структуры, а волны распространяются вдоль оси Ox .

Запишем совместное решение уравнений магнитостатики и Ландау-Лифшица в слоях в виде

$$\begin{aligned}
 m_{xl} &= \left(\sum_{j=1}^6 \chi_j B_j \exp iK_j z \right)_l \exp i(qx - wt), \\
 m_{zl} &= \left(\sum_{j=1}^6 \xi_j B_j \exp iK_j z \right)_l \exp i(qx - wt), \\
 h_{xl} &= \left(\sum_{j=1}^6 B_j \alpha_j \exp iK_j z \right)_l \exp i(qx - wt), \\
 h_{zl} &= \left(\sum_{j=1}^6 \frac{K_j}{q} \alpha_j B_j \exp iK_j z \right)_l \exp i(qx - wt),
 \end{aligned} \tag{5}$$

где B_{jl} — неизвестные амплитуды,

$$K_{1,2} = \pm iq,$$

$$K_{3,4l} = \pm \left(\sqrt{\frac{\pi M_0^2}{A} \sqrt{\sqrt{1 + \eta^2} - 1} - \eta_H - \frac{Aq^2}{\pi M_0^2}} \right)_l,$$

$$\eta_l = \frac{f}{f_{ml}}, \quad \eta_{Hl} = \frac{2f_H}{f_{ml}},$$

$$K_{5,6l} = \pm i \left(\sqrt{\frac{\pi M_0^2}{A} \sqrt{\sqrt{1 + \eta^2} + 1} + \eta_H + \frac{Aq^2}{\pi M_0^2}} \right)_l,$$

$$\alpha_1 = \alpha_2 = 1,$$

$$\alpha_{jl} = \frac{i4\pi(q/K_{jl})f - 4\pi(q^2/K_{jl}^2)\tilde{f}_{Hl}}{f_{ml} + \tilde{f}_{Hl} + (q^2/K_{jl}^2)\tilde{f}_{Hl}}, \quad j = 3, \dots, 6,$$

$$\chi_{1l} = \frac{\gamma M_{0l}}{f_H + f}, \quad \chi_{2l} = \frac{\gamma M_{0l}}{f_H - f}, \quad \chi_j = 1, \quad j = 3, \dots, 6,$$

$$\xi_{1l} = \frac{i\gamma M_{0l}}{f_H + f}, \quad \xi_{2l} = -\frac{i\gamma M_{0l}}{f_H - f},$$

$$\xi_{jl} = -\frac{if(1 + q^2/K_{jl}^2) + f_{ml}q/K_{jl}}{f_{ml} + \tilde{f}_{Hl} + q^2/K_{jl}^2\tilde{f}_{Hl}}, \quad j = 3, \dots, 6,$$

$$\tilde{f}_{Hl} = \gamma H_0 + \gamma \frac{2A_l}{M_{0l}} (k_j^2 + q^2)_l.$$

Выражения для полей в областях $z > d_1$ и $z < -d_2$ имеют вид

$$\begin{aligned} h_x^3 &= B_3 \exp -qz, & h_z^3 &= ih_x^3 & (z > d_1), \\ h_x^4 &= B_4 \exp qz, & h_z^4 &= -ih_x^4 & (z < d_2). \end{aligned} \quad (6)$$

Считаем, что на границах структуры выполнены условия непрерывности тангенциальных полей h_x и нормальных компонент магнитной индукции $b_z = h_z + 4\pi m_z$ при $z = d_1 - d_2$

$$\begin{aligned} h_x^3 &= h_x^1, & b_z^3 &= b_z^1 & (z = d_1), \\ h_x^1 &= h_x^2, & b_z^1 &= b_z^2 & (z = 0), \\ h_x^2 &= h_x^4, & b_z^2 &= b_z^4 & (z = -d_2). \end{aligned} \quad (7)$$

Обменные граничные условия на внешних поверхностях запишем в характерном для нормальной одноосной поверхностной анизотропии виде [15]

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_{z1}}{\partial z} + L_{11} m_{z1} &= 0, & \frac{\partial m_{x1}}{\partial z} &= 0 & (z = d_1), \\ \frac{\partial m_{z2}}{\partial z} - L_{22} m_{z2} &= 0, & \frac{\partial m_{x2}}{\partial z} &= 0 & (z = -d_2). \end{aligned} \quad (8)$$

На межпленочной границе считаем выполненными обменные граничные условия Хоффмана [20], т.е. при $z = 0$

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_{z1}}{\partial z} - L_{12} m_{z1} - \frac{A_{12}}{A_1} \left(m_{z1} - \frac{M_{01}}{M_{02}} m_{z2} \right) &= 0, \\ \frac{\partial m_{x1}}{\partial z} - \frac{A_{12}}{A_1} \left(m_{x1} - \frac{M_{01}}{M_{02}} m_{x2} \right) &= 0, \\ \frac{\partial m_{z2}}{\partial z} + L_{21} m_{z1} + \frac{A_{12}}{A_2} \left(m_{z2} - \frac{M_{02}}{M_{01}} m_{z1} \right) &= 0, \\ \frac{\partial m_{x2}}{\partial z} + \frac{A_{12}}{A_2} \left(m_{x2} - \frac{M_{02}}{M_{01}} m_{x1} \right) &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Дисперсионное уравнение, описывающее распространение ПМСВ, получается из условия совместности уравнений (7)–(9) при подстановке в них решений (5), (6). В нашем случае это сводится к нахождению условия обращения в нуль определителя четырнадцатого порядка, что выполнялось численно. Учет потерь в структуре проводился стандартной заменой $w_H \rightarrow w_H - i\gamma \Delta H$, где ΔH характеризует ширину линии ферромагнитного резонанса. Частота ПМСВ считалась заданной генератором, а значения волнового числа q отвечали корням определителя. При этом действительная q' и мнимая q'' части волнового числа $q = q' + iq''$ определяют соответственно закон дисперсии и

потери ПМСВ. Если предположить, что в экспериментах, описанных на рис. 4, 5, а, уровень сигнала «прямой» наводки на выходной антенне существенно меньше задержанного сигнала ПМСВ, то вид АЧХ можно получить, построив зависимость

$$P_{\text{out}} = -8.68q''S, \quad (10)$$

где P_{out} — уровень выходного сигнала в дБ, S — расстояние между преобразователями.

Разумеется, при сопоставлении экспериментальных и рассчитанных АЧХ надо иметь в виду, что в (10) не учитывается частотная зависимость коэффициента преобразования микрополосковой антенны. В нашем случае ею можно пренебречь, поскольку выполняются необходимые для этого условия (см. [22]) отсутствия «щелей» в дисперсионной зависимости и $q' < \pi/w$, где w — ширина антенны.

В расчетах значения констант поверхностной анизотропии на всех поверхностях считались одинаковыми и имеющими типичные [23] для пленок железо-иттриевых гранатов величины $K_S = -0.01 \text{ erg/cm}^2$. Значения параметра межслойного обмена менялись в пределах $0 < A_{12} < A_{12}^*$, где A_{12}^* — предельные значения параметра поверхностной обменной жесткости, отвечающие случаю полной связи слоев [12]

$$A_{12}^*_{\text{max}} = \frac{A_1 + A_2}{a}, \quad (11)$$

где a — постоянная решетки. Взяв для оценки значения $a = 12.38 \text{ \AA}$, для структур, указанных в табл. 1, получим значения $A_{12}^* < 4 \text{ erg/cm}^2$.

На рис. 5 представлены результаты численного расчета АЧХ и дисперсии ПМСВ при двух значениях параметра межслойного обмена $A_{12} = 0.1 \text{ erg/cm}^2$ и $A_{12} = 0$, параметрах диссипации в слоях $\Delta H_1 = \Delta H_2 = 0.3 \text{ Oe}$ и остальных параметрах, отвечающих условиям эксперимента. Видно, что именно учет межслойного обмена приводит к «расталкиванию» обменных минимумов в АЧХ, дает удовлетворительное согласие расчетов с наблюдаемыми в эксперименте осцилляциями глубины обменных минимумов в АЧХ и величины аномального участка в законе дисперсии ПМСВ.

Таким образом, в работе рассмотрено распространение ПМСВ в двухслойных эпитаксиальных ферритовых структурах для случая, когда межслойный обмен играет основную роль в состоянии спинов на межпленочной границе, а поверхностная анизотропия является одноосной с осью, нормальной поверхности. В этом случае под влиянием межслойного обмена в диапазоне частот 0.1–6 ГГц для рассмотренных структур происходит формирование единого для структуры спектра обменных волн, что проявляется, в частности, в возникновении эффекта расталкивания мод СВР изолированных пленок на частотах их вырождения. Как следствие при условии, что толщина слоев меньше длины «свободного пробега» обменных волн, в распространении ПМСВ могут возникать следующие особенности.

1) На частотах СВР структуры, где выполняются условия фазового синхронизма ПМСВ и обменных волн, образуются единые для структуры дипольно-обменные волны. При этом в законе дисперсии ПМСВ

возникают аномальные участки и наблюдается резонансное возрастание пространственного декремента ПМСВ. Отражением этих процессов в АЧХ макета линии задержки ПМСВ являются возникновение на частотах резонансов «обменных минимумов» или «участков замирания» интерференции, а также искажение ФЧХ.

2) Показано, что в той части АЧХ макета, которая отвечает области частот вырождения спектров СВР изолированных пленок, при условии «случайного» характера вырождения частотный интервал между обменными минимумами (а также между отвечающими этим минимумам участками аномальной дисперсии и резонансного возрастания потерь) и глубина этих минимумов (величина аномального участка дисперсии и пика поглощения) осциллируют с изменением магнитного поля.

3) Характер отмеченных осцилляций определяется соотношением вкладов поверхностной анизотропии и обменного взаимодействия спинов в состоянии спинов на межслойной границе, что в пленках с осью поверхностной анизотропии, нормальной поверхности, определяется не только величинами соответствующих констант, K_5 и A_{12} , но и величиной касательного поля подмагничивания. В случае $H_0 \ll 4\pi M_{0,2}$ характер осцилляций полностью определяется межслойным обменом.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 94-02-05387.

Список литературы

- [1] Wolfram T. J. Appl. Phys. **41**, 4748 (1970).
- [2] Вашковский А.В., Стальмахов А.В. РЭ **29**, 12, 2409 (1984).
- [3] Зубков В.И., Епанечников В.А. Письма в ЖТФ **23**, 11, 1419 (1985).
- [4] Зубков В.И., Локк Э.Г., Нам Б.П. и др. ЖТФ **59**, 12, 115 (1989).
- [5] Филимонов Ю.А., Шеин И.В. ЖТФ **62**, 1, 187 (1992).
- [6] De Wames R.E., Wolfram T. Phys. Rev. **B1**, 4358 (1970).
- [7] De Wames R.E., Wolfram T. J. Appl. Phys. **41**, 3, 987 (1970).
- [8] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Луговской А.В. ФТТ **23**, 4, 1136 (1981).
- [9] Калиникос Б.А., Колодин П.А. Изв. вузов. Радиофизика. **32**, 10, 1290 (1989).
- [10] Vayhinger K., Kronmuller K. J. Magn. Magn. Mater. **62**, 159 (1986).
- [11] Vayhinger K., Kronmuller K. J. Magn. Magn. Mater. **72**, 307 (1988).
- [12] Hillebrands V. Phys. Rev. **B37**, 16, 9885 (1988).
- [13] Высоцкий С.Л., Казаков Г.Т., Маряхин А.В., Сухарев А.Г., Филимонов Ю.А. Хе А.С. Письма в ЖТФ **11**, 65 (1993).
- [14] Damon R.W., Eshbach J.R. J. Phys. Chem. Sol. **19**, 3/4, 308 (1961).
- [15] Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства магнитных пленок. Новосибирск. (1975). 222 с.
- [16] Медведев В.В., Фетисов Ю.К. Вопросы кибернетики. Устройства и системы. М. (1983). С. 171.
- [17] Зильберман П.Е., Казаков Г.Т., Тихонов В.В. РЭ **30**, 6, 1164 (1985).
- [18] Yu J.T., Turk R.A., Wigen P.E. Phys. Rev. **B11**, 1, 420 (1975).
- [19] Яковлев Ю.М. Обзоры по электронной технике. Сер. 6, материалы. М. (1986). В. 7. (1227). 56 с.
- [20] Hoffman F. Phys. St. Sol. **41**, 807 (1970).
- [21] Высоцкий С.Л., Казаков Г.Т., Кац М.Л., Филимонов Ю.А. ФТТ **35**, 5, 1191 (1993).
- [22] Андреев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. ЖЭТФ **86**, 3, 1005 (1984).
- [23] Луговской А.В., Шеглов В.И. РЭ **27**, 3, 518 (1982).