

ТРАНСФОРМАЦИЯ МОД МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ РАССЕЯНИИ ИХ НА ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЕ В ПЛЕНКАХ ЖИГ

Р. Г. Крышталь, А. В. Медведь, В. А. Осипенко, А. Ф. Попков

Излагаются результаты исследования неколлинеарного рассеяния поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) на поверхностной акустической волне (ПАВ) в пленках железиттриевого граната (ЖИГ). Дано объяснение основных экспериментальных результатов, основанное на возможности трансформации при рассеянии падающей ПМСВ в другие типы волн: в обратные объемные МСВ и в анизотропно-дипольные МСВ, обусловленные магнитной анизотропией пленки ЖИГ. Приводятся результаты расчета угловой зависимости резонансных частот рассеяния, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными результатами.

Введение

Явление рассеяния поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) на поверхностных акустических волнах (ПАВ) в магнитных пленках в перспективе может быть использовано для создания новых частотно-селективных и других устройств на магнитостатических волнах (МСВ) для обработки сигналов [1]. Кроме того, как было показано в [2], это явление открывает возможности разработки сравнительно «тонких» методик исследования процессов распространения магнитостатических возбуждений в пленках магнетиков. Коллинеарный случай рассеяния ПМСВ на ПАВ в пленках железиттриевого граната (ЖИГ) к настоящему времени изучен довольно хорошо (например, [2-4]). Исследованию неколлинеарного рассеяния, насколько нам известно, было посвящено всего лишь две работы: теоретическая [5] и экспериментальная [6]. В [6] исследовалось неколлинеарное рассеяние ПМСВ на ПАВ, происходящее без трансформации моды МСВ, т. е. когда рассеянная волна, как и падающая, является поверхностной. О наблюдении неколлинеарного рассеяния ПМСВ на ПАВ, происходящего с трансформацией мод, сообщений не было.

В настоящей работе приводятся результаты исследования такого случая неколлинеарного рассеяния ПМСВ на ПАВ, который не может быть объяснен без учета возможности трансформации при рассеянии падающей ПМСВ в другие магнитостатические моды: в анизотропно-дипольные МСВ (АДМСВ), существование которых в пленках ЖИГ обусловлено магнитной анизотропией [2, 4, 7, 8], и в обратные объемные МСВ (ООМСВ). Выполнен расчет диаграмм рассеяния, подтверждающий возможность такого механизма неколлинеарного рассеяния. Получено удовлетворительное согласие измеренных угловых зависимостей резонансных частот рассеяния с рассчитанными из диаграмм рассеяния.

1. Методика эксперимента

Исследования проводились в структурах пленки ЖИГ—ГГГ, представляющих собой шайбы диаметром 60 мм с кристаллографической осью $\langle 111 \rangle$, перпендикулярной плоскости шайбы. Для возбуждения и приема ПАВ на поверхность

пленки ЖИГ наносилась пьезоэлектрическая пленка окиси цинка, для чего использовалась методика, примененная в [9]. На поверхности пленки окиси цинка изготавливались встречно-штыревые преобразователи (ВШП) с резонансной частотой 41 МГц. В [2] было показано, что нанесение пленки окиси цинка на пленку ЖИГ по методике [9] приводит к возникновению в пленке ЖИГ существенной одноосной анизотропии. Поэтому в нашем эксперименте для упрощения интерпретации результатов пленка окиси цинка наносилась лишь на края шайбы (рис. 1), центральная ее часть в процессе выращивания окиси цинка закрывалась специальным экраном. Экспериментальные исследования, проведенные по методике, изложенной в [2], показали, что при такой конфигурации нанесения пьезоэлектрической пленки не возникает одноосной анизотропии в центральной (рабочей) части исследуемых структур. Толщина пленки ZnO равнялась ~ 5 мкм, апертюра ВШП составляла 5 мм, расстояние

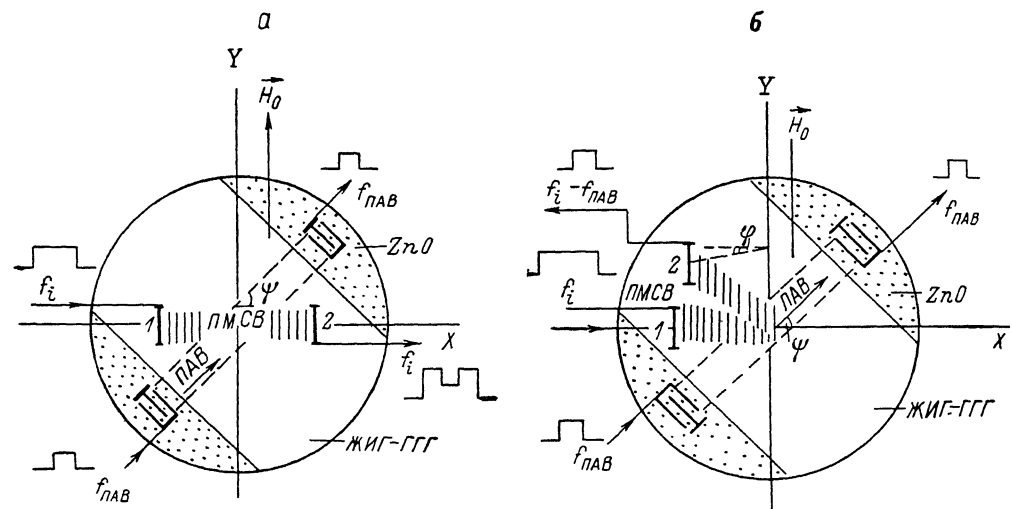


Рис. 1. Конфигурация образцов и схема эксперимента исследования неколлинеарного рассеяния ПМСВ на ПАВ по методике «на прохождение» (а) и «на отражение» (б).

между ВШП — 30 мм. Вносимые потери (с согласующими индуктивностями) на резонансной частоте составляли 15—20 дБ (в зависимости от образца). Для возбуждения и приема ПМСВ использовались подвижные антенны [6, 10], которые могли перемещаться по всей рабочей поверхности исследуемых структур и вращаться в плоскости X — Y (рис. 1). Апертюра антенн равнялась 4 мм, толщина 10 мкм.

Исследуемые структуры помещались в касательное магнитное поле, создаваемое постоянным магнитом. Эксперимент проводился в импульсном режиме. Длительность импульсов ПАВ равнялась 5—10 мкс, длительность СВЧ сигнала, подаваемых на входную антенну (рис. 1), 15—30 мкс. Частота повторения импульсов ~ 1 кГц. На рис. 1, а изображены огибающие СВЧ сигналов, подаваемых на входную антенну 1 и снимаемых с выходной антенны 2 при рассеянии ПМСВ на импульсе ПАВ при исследовании рассеяния по методике «на прохождение». В этом случае антенны 1 и 2 выставлялись параллельно друг другу и направлению внешнего магнитного поля H_0 . Измерялись значения частот f_i , при которых сигнал, снимаемый с антенны 2 и соответствующий прошедшей ПМСВ, имел максимальный «провал», обусловленный рассеянием ПМСВ на ПАВ. На рис. 1, б приведена схема эксперимента при исследовании рассеяния по методике «на отражение». В этом случае антенна 1 выставлялась параллельно внешнему магнитному полю, а антенна 2 из положения, показанного на рис. 1, а, перемещалась в такое положение на рабочей поверхности исследуемой структуры, при котором сигнал частоты $f_i - f_{ПАВ}$, снимаемый с антенны и соответствующий отраженной волне, имел максимальную величину. Измеренный угол поворота антенны 2 φ позволял определить направление волнового

вектора рассеянной волны. Значения углов φ и ψ измерялись с точностью $\pm 1^\circ$. Угол между волновыми векторами падающей ПМСВ и ПАВ ψ изменялся путем поворота исследуемой структуры в плоскости $Y-X$.

Мощность ПАВ, распространяющейся в рабочей области образца, равнялась ~ 50 мВт. Уровень сигнала, подаваемого на входную антенну, не превышал величины, при которой на выходном импульсе, снимаемом с антенны 2 по методике «на прохождение», наблюдались искажения, характерные для возникновения нелинейных процессов.

2. Экспериментальные результаты

В наших экспериментах, проводимых по методике «на прохождение», при значении угла $\psi=0$, т. е. при коллинеарном распространении ПМСВ и ПАВ, при фиксированной частоте ПАВ наблюдались, как и в [4, 2], характерные «провалы» на выходном импульсе ПМСВ, обусловленные рассеянием ПМСВ на ПАВ,

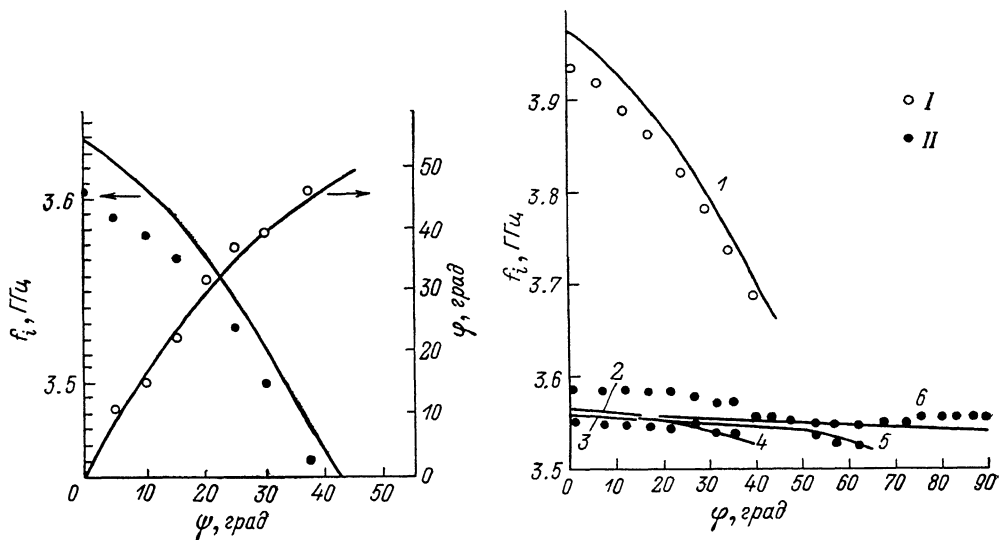


Рис. 2. Зависимость резонансной частоты рассеяния ПМСВ f_i и угла направления волнового вектора рассеянной ПМСВ φ от угла распространения ПАВ ψ (случай рассеяния без трансформации мод).

Точки — эксперимент, сплошные линии — теория.

Рис. 3. Зависимость резонансных частот рассеяния ПМСВ на ПАВ от угла между волновыми векторами падающей ПМСВ и ПАВ.

I, II — эксперимент, 1—6 — теория.

при нескольких значениях частоты ПМСВ. В [4, 2] было показано, что наибольшее значение частоты соответствует случаю рассеяния ПМСВ происходящего без трансформации мод, остальные значения — рассеянию с трансформацией падающей ПМСВ в анизотропно-дипольные объемные моды. При значениях угла $\psi \neq 0$ такая ситуация сохранялась. В нашем эксперименте измерялись зависимости резонансных частот рассеяния f_i от угла ψ между волновыми векторами падающей ПМСВ и ПАВ. На рис. 2 точками представлены результаты измерения наибольшей резонансной частоты (рассеяние без трансформации мод) для образца с толщиной пленки ЖИГ $d=5.7$ мкм на частоте ПАВ 41 МГц во внешнем магнитном поле величиной 595 Э. Измерения проводились по методикам «на прохождение» и «на отражение». В последнем случае резонансная частота f_i определялась по максимальному уровню сигнала частоты $f_i - f_{\text{ПАВ}}$, соответствующего рассеянной ПМСВ. На рис. 2 представлены результаты измерения зависимости угла φ направления волнового вектора рассеянной ПМСВ от угла ψ между волновыми векторами падающей ПМСВ и ПАВ. Рассеяние этого типа наблюдалось до значения угла $\psi \approx 40^\circ$, при дальнейшем увеличении

угла «провал» на импульсе прошедшей ПМСВ, вызванный рассеянием на ПАВ, становится исчезающе малым.

На рис. 3 представлены результаты измерения угловых зависимостей как для случая рассеяния ПМСВ без трансформации мод (I), так и для случая с трансформацией мод (II) для образца с толщиной пленки ЖИГ 9.4 мкм на фиксированной частоте ПАВ 41 МГц и величине внешнего магнитного поля $H_0 = 640$ Э. Эти результаты были получены по методике «на прохождение». Расстояние между антеннами равнялось 20 мм. В случае рассеяния с трансформацией мод при некоторых значениях угла ψ «провал» на выходном импульсе ПМСВ наблюдался не на одной частоте, как при рассеянии без трансформации мод, а на нескольких частотах, близко отстоящих друг от друга по значению. Измерить значение каждой из этих частот было затруднительно, поэтому в эксперименте фиксировались наибольшая и наименьшая из них, т. е. измерялись границы частотных зон, в которых при данном значении угла ψ имело место рассеяние. Из рис. 3, где представлены значения границ этих частотных зон, видно, что рассеяние ПМСВ без трансформации мод наблюдалось до значений угла между волновыми векторами падающей ПМСВ и ПАВ $\sim 40^\circ$. Рассеяние с трансформацией мод наблюдалось при любых значениях этого угла. Представленные экспериментальные результаты для случая рассеяния с трансформацией мод были получены по методике «на прохождение». Применение методики «на отражение» в этом случае было затруднительным, так как уровень сигнала рассеянной МСВ был значительно ниже (более чем на 10 дБ) по сравнению со случаем рассеяния без трансформации мод и угловая зависимость сигнала не имела ярко выраженного резонансного характера.

3. Расчет диаграмм рассеяния. Обсуждение экспериментальных результатов

Расчет зависимостей резонансной частоты рассеяния ПМСВ на ПАВ и угла направления волнового вектора рассеянной ПМСВ от значения угла между волновыми векторами падающей ПМСВ и ПАВ производился графически из диаграмм рассеяния в координатах $k_x - k_y$ [5, 6]. Для построения диаграмм рассеяния необходимо рассчитать семейства изочастот распространяющихся МСВ с параметрами пленки ЖИГ и величиной внешнего магнитного поля, соответствующих эксперименту.

Исходными уравнения для расчета изочастотных кривых являются уравнения магнитостатистики и движения вектора намагниченности, которые, как и обычно, имеют вид [11]

$$\text{rot } \mathbf{H} = \text{div } (\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}) = 0, \quad \mathbf{H} = \nabla\Psi, \quad (1)$$

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma \left[\mathbf{H} \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{M}} \right], \quad (2)$$

где \mathbf{H} — внешнее магнитное поле, Ψ — магнитный потенциал, γ — гиромангнитное отношение, Φ — термодинамический потенциал.

Термодинамический потенциал для плоскости (111) пленки кубического ферромагнетика (если пренебречь одноосной наведенной анизотропией, что оправдано для рассматриваемого в эксперименте случая) в полярных координатах имеет вид [12]

$$\Phi = -MH \sin \theta \cos (\xi - \xi_H) - |K_1| \left[\frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{1}{4} \sin^4 \theta - \frac{\sqrt{2}}{3} \cos \theta \sin^3 \theta \sin 3\xi \right] + \Phi_{\text{МС}}. \quad (3)$$

Здесь θ и ξ — полярный и азимутальный углы магнитного момента, отсчитываемые от кристаллографических осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle \bar{1}10 \rangle$ соответственно; ξ_H — направление внешнего магнитного поля \mathbf{H} , параллельного плоскости пленки; $\Phi_{\text{МС}}$ — энергия магнитостатического взаимодействия.

Спектральные характеристики МСВ определяются из решения линейаризованной системы уравнений (1), (2) с магнитостатическими граничными условиями

$$\Psi|_{z=\pm d/2} = \text{const}, \quad 4\pi M_{\mathbf{x}} + \frac{\partial \Psi}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = \text{const}, \quad (4)$$

где d — толщина пленки магнетика, ось z параллельна направлению $\langle 111 \rangle$.

Решение задачи упрощается, если \mathbf{H} совпадает с одним из кристаллографических направлений: $\{110\}$ ($\xi_H = 2\pi n/6$, $n=0, 1, 2, \dots$) либо $\{11\bar{2}\}$ ($\xi_H = \pi/2 + 2\pi n/6$). Для определенности будем рассматривать случай $\xi_H = 0$. Выполненные нами оценки показали, что такое допущение приводит к дополнительной погрешности в определении угловой зависимости резонансных частот рассеяния в рассматриваемом нами случае не более чем 5 МГц. Равновесное направление намагниченности θ_0 , ξ_0 определяется из условий минимума термодинамического потенциала (3) для однородной системы, когда $\Phi_{MC} = -2\pi M^2 \sin^2 \theta$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0, \quad (5)$$

откуда следует $\xi_0 = \xi_H = 0$

$$-MH \cos \theta_0 - |K_1| \left[-\frac{4}{3} \cos^3 \theta_0 \sin \theta_0 + \sin^3 \theta_0 \cos \theta_0 + \right. \\ \left. + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^4 \theta_0 - \sqrt{2} \sin^2 \theta_0 \cos^2 \theta_0 \right] - 4\pi M^2 \cos \theta_0 \sin \theta_0 = 0. \quad (6)$$

Линеаризуя уравнения (1), (2) вблизи положений равновесия системы (θ_0, ξ_0) , задаваемых уравнениями (5), (6), из условий разрешимости системы с учетом граничных условий (4) можно найти уравнения, определяющие дисперсионные характеристики распространяющихся в пленке МСВ. Опуская промежуточные расчеты, стандартные для линейных граничных задач на собственные значения, приведем окончательный результат.

Для объемных МСВ

$$-q^2(1 + \chi_2)^2 + (k_x^2 + k_y^2 + k_x^2 \chi^2) + 2\sqrt{k_x^2 + k_y^2} q(1 + \chi_2) \text{ctg}(qd) = 0, \quad (7)$$

где

$$q^2 = \frac{(1 + \chi_2)[k_x^2(1 + \chi_2 \text{ctg}^2 \theta_0) + k_y^2(1 + \chi_1)] - k_x^2 \chi_2 \text{ctg}^2 \theta_0}{(1 + \chi_2)^2},$$

$$\chi_1 = \frac{\omega_M(\gamma \Phi_{\theta\theta}/M - \omega_M \cos^2 \theta_0)}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \chi_2 = \frac{\omega_M(\gamma \Phi_{\xi\xi}/M)}{\omega_0^2 - \omega^2},$$

$$\chi = \frac{\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \omega_0^2 = \frac{\Phi_{\theta\theta} \Phi_{\xi\xi}}{\sin^2 \theta_0} \frac{\gamma^2}{M^2}, \quad \omega_M = \gamma 4\pi M,$$

$$\Phi_{\theta\theta} = MH \sin \theta_0 - 4\pi M^2 \cos^2 \theta_0 - |K_1| \left[-\frac{4}{3} \cos^4 \theta_0 - \sin^4 \theta_0 + 7 \sin^2 \theta_0 \cos^2 \theta_0 + \right. \\ \left. + \frac{10\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta_0 \cos \theta_0 - 2\sqrt{2} \sin \theta_0 \cos^3 \theta_0 \right],$$

$$\Phi_{\xi\xi} = MH \sin \theta_0 - \sqrt{2} |K_1| \cos \theta_0 \sin^3 \theta_0. \quad (8)$$

Частотный диапазон существования объемных МСВ (7) определяется условием $q^2 > 0$.

Для ПМСВ

$$q^2(1 + \chi_2)^2 + (k_x^2 + k_y^2 - \chi^2 k_y^2) + 2\sqrt{k_x^2 + k_y^2} q(1 + \chi_2) \text{cth}(qd) = 0, \quad (9)$$

где

$$q^2 = \frac{k_x^2 \chi_2 \text{ctg}^2 \theta_0 - (1 + \chi_2)[k_x^2(1 + \chi_2 \text{ctg}^2 \theta_0) + k_y^2(1 + \chi_1)]}{(1 + \chi_2)^2} > 0. \quad (10)$$

Отметим, что выражения (9), (10) получаются из (7), (8) путем замены q^2 на $-q^2$.

При $K_1=0$, $\theta_0=\pi/2$ уравнения (7)–(10) совпадают с хорошо известными уравнениями Деймана–Эшбаха для МСВ, распространяющихся в касательно намагниченной пластине [11].

Решение уравнений (6)–(10) проводилось численно, при этом брались следующие значения параметров пленок ЖИГ: намагниченность насыщения $4\pi M=1760$ Гс, первая константа кубической анизотропии $K_1/M_0=-42$ Э. Решения уравнений, представленные графически в координатах k_x-k_y с частотой ω как параметром, являются изочастотными кривыми.

На рис. 4, а схематично показаны рассчитанные изочастотные кривые ПМСВ и диаграмма рассеяния ПМСВ на ПАВ для случая без трансформации мод для образца с толщиной пленки ЖИГ 9.4 мкм и величины внешнего магнитного поля 640 Э. Представлена ситуация для значения угла между волно-

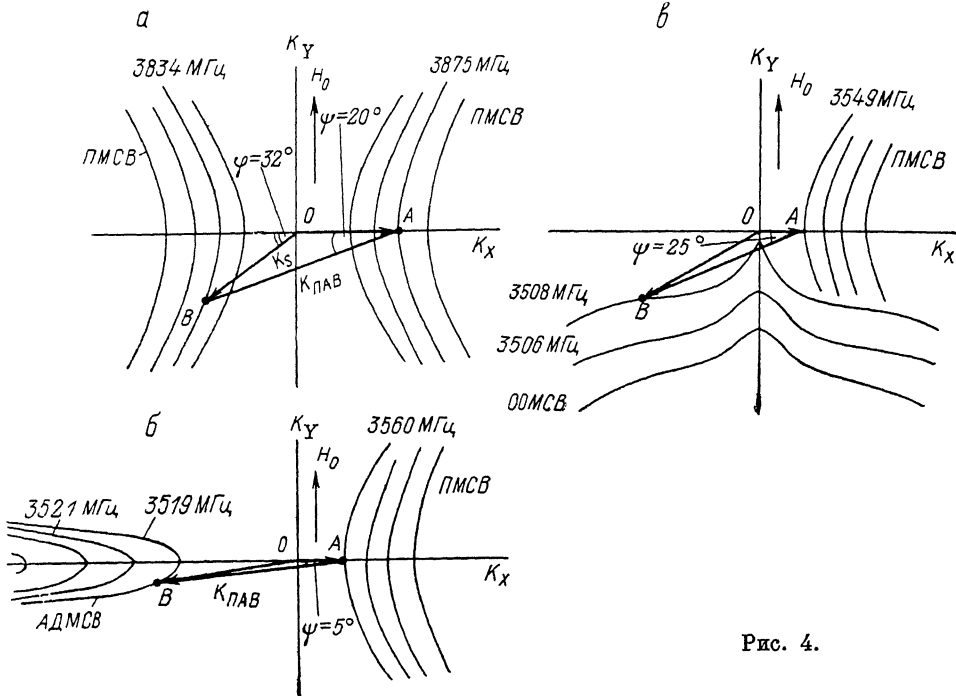


Рис. 4.

выми векторами падающей ПМСВ и ПАВ $\psi=20^\circ$. Зависимости резонансной частоты рассеяния f_s и угла φ направления волнового вектора \mathbf{K}_s рассеянной ПМСВ от значения угла ψ рассчитывались графически следующим образом. На семейство изочастот ПМСВ, построенных на плоскости k_x-k_y с интервалом 5 МГц, «накладывался» волновой вектор ПАВ, $\mathbf{K}_{ПАВ}$, величина которого и ориентация относительно волнового вектора падающей ПМСВ известна из эксперимента (фазовая скорость ПАВ на частоте 41 МГц в исследуемых образцах равнялась $3.3 \cdot 10^5$ см/с [2]). $\mathbf{K}_{ПАВ}$ должен быть расположен таким образом, чтобы его концы (точки А и В на рис. 4, а) лежали на изочастотах, отличающихся по значению частоты на $f_{ПАВ}$. Вектор \mathbf{OB} представляет собой волновой вектор рассеянной ПМСВ, а угол φ — его направление относительно направления волнового вектора падающей ПМСВ. Таким образом, были получены теоретические зависимости, изображенные сплошными линиями на рис. 2 (для образца с толщиной пленки ЖИГ 5.7 мкм и магнитного поля 595 Э) и на рис. 3 (кривая 1). Из рис. 2, 3 видно, что согласие экспериментальных результатов с расчетом удовлетворительно. АДМСВ являются многомодами.

На рис. 4, б изображены для простоты изочастоты лишь для первой моды АДМСВ и диаграмма рассеяния ПМСВ на ПАВ (для $\psi=5^\circ$) с трансформацией поверхностной МСВ в АДМСВ (изочастоты для АДМСВ строились с частотным

интервалом 2 МГц). Расчет угловой зависимости частоты рассеяния ПМСВ на ПАВ для этого случая с трансформацией мод проводился аналогично случаю без трансформации мод. Для частоты ПАВ 41 МГц расчет показывает, что возможно рассеяние с трансформацией как в первую, так и во вторую моду АДМСВ. На рис. 3 приведены результаты этого расчета с трансформацией падающей ПМСВ в первую (кривая 2) и во вторую (кривая 3) моды АДМСВ. Расчет показывает, что рассеяние этого типа должно существовать лишь в интервале значений угла ψ от 0 до $\sim 15^\circ$, однако, как видно из рис. 3, на эксперименте рассеяние наблюдается при всех значениях угла ψ . Объяснить этот экспериментальный факт можно, по-видимому, учитывая возможность трансформации при рассеянии падающей ПМСВ в моды обратных объемных магнитостатических волн (ООМСВ). Такая возможность подтверждается выполненным нами расчетом. На рис. 4, в схематично изображены в качестве примера изочастоты нулевой моды ООМСВ и диаграмма рассеяния для значения угла $\psi = 25^\circ$, происходящего с трансформацией в эту моду. На рис. 3 представлены результаты расчета резонансных частот рассеяния происходящих с трансформацией в нулевую (кривая 4), в первую (кривая 5) и во вторую моду (кривая 6) ООМСВ. Видно, что теоретические результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

Следует отметить, что в данной работе для простоты изложения рассматривалось рассеяние, когда волновой вектор падающей ПМСВ был всегда перпендикулярен вектору внешнего магнитного поля. Изложенная экспериментальная методика и методика расчета позволяют исследовать рассеяние и при произвольном направлении волнового вектора падающей МСВ.

Следует также заметить, что не во всех случаях, рассматриваемых в нашей работе, падающая ПМСВ является, строго говоря, поверхностной модой, так как учет кубической анизотропии приводит к тому, что спектр истинных поверхностных МСВ начинается не от частоты ферромагнитного резонанса, а несколько выше по частоте (начало спектра ПМСВ определяется из условия $\sigma^2 = 0$, см (8)). До этой же частоты существует нулевая мода АДМСВ, дисперсионная зависимость которой $\omega(k)$ гладко «сшивается» с дисперсионной зависимостью ПМСВ. В экспериментальном плане отличия нулевой моды АДМСВ от ПМСВ никоим образом не проявляются, и мы в изложении результатов всюду использовали термин поверхностная МСВ.

Заключение

Таким образом, неколлинеарное рассеяние ПМСВ на ПАВ в пленках ЖИГ может происходить как без трансформации моды падающей ПМСВ, так и с трансформацией в другие типы волн (в анизотропно-дипольные и обратные объемные МСВ). Причем в первом случае рассеяние может наблюдаться лишь в определенном секторе значений угла между волновыми векторами падающей ПМСВ и ПАВ, во втором — при любом значении этого угла.

Изложенные в настоящей работе и в [2] методики могут быть использованы для экспериментального определения дисперсионных характеристик и построения изочастотных кривых МСВ в пленках ЖИГ при разработке устройств на МСВ.

Литература

- [1] Звездин А. К., Медников А. М., Попков А. Ф. Электронная промышленность, 1983, № 8 (125), с. 14—19.
- [2] Крышталъ Р. Г., Медведь А. В. ЖТФ, 1987, т. 57, № 10, с. 1936—1941.
- [3] Медников А. М., Попков А. Ф., Анисимкин В. И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, № 12, с. 646—649.
- [4] Крышталъ Р. Г., Медведь А. В., Никитин И. П., Дробязко И. Б. ЖТФ, 1986, т. 59, № 9, с. 1835—1837.
- [5] Попков А. Ф. ФММ, 1985, т. 59, № 3, с. 463—469.
- [6] Крышталъ Р. Г., Медведь А. В., Осипенко В. А., Шагназарян Д. Г. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12 № 23, с. 1448—1451.

- [7] *Вязулин С. А.* Автореф. канд. дис. М., 1983. 21 с.
- [8] *Галкин О. Л., Зильберман П. Е.* Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 17, с. 1077—1080.
- [9] *Гуляев Ю. В., Крышталъ Р. Г., Медведь А. В., Сорокин В. Г.* Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 9, с. 502—507.
- [10] *Вороненко А. В., Герус С. В.* Тез. докл. II Всес. семинара «Спинуолновая электроника СВЧ». Ашхабад, 1985, с. 35—36.
- [11] *Датон Р. В., Eshbach I. R.* Phys. Chem., 1961, v. 19, N 314, p. 308—320.
- [12] *Лакс Б., Баттон К.* Сверхвысокочастотные ферриты и ферромагнетики. М.: Мир, 1965. 675 с.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
19 ноября 1987 г.

