

ОРИЕНТАЦИОННЫЙ РЕЗОНАНС ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН

Евтихов М. Г.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, Фрязинский филиал, Российская академия наук, <http://fire.relan.ru>
141120 Фрязино, Московская область, Российская Федерация

Поступила в редакцию 24.11.2014

Представлена чл.-корр. РАЕН В.И. Грачевым

Аннотация. Обсуждаются свойства поверхностных магнитостатических волн в касательно намагниченных до насыщения свободных пленках изотропного ферромагнетика. Особое внимание уделяется волнам с направлениями распространения, не ортогональными и не параллельными намагниченности пленки. Отмечаются две особенности таких волн, не обсуждавшиеся ранее: ориентационный резонанс поверхностных магнитостатических волн и существование особой ветви поверхностных магнитостатических волн, почти параллельных намагниченности пленки. Исходя из дисперсионного соотношения Деймона-Эшбаха, теоретически предсказывается эффект своеобразного резонанса волн. Резонанс, при котором положение максимумов резонансных пиков зависит не только от частоты, но и от направления распространения плоских волн, можно назвать ориентационным резонансом. Теоретически изучаются дисперсионные соотношения поверхностных магнитостатических волн в области ориентационного резонанса. Выводятся формулы для направлений ориентационного резонанса при различных частотах и приводятся графики этой зависимости. Из дисперсионного соотношения Деймона-Эшбаха теоретически следует возможность существования второй, ранее не обсуждавшейся, ветви поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся почти параллельно намагниченности пленки. Выводятся условия существования таких волн, обсуждаются их дисперсионные соотношения, условия возникновения ориентационного резонанса. Теоретически показано, что частоты таких волн могут значительно превышать частоту Деймона-Эшбаха, ограничивающую частоты поверхностных волн, изучавшихся ранее.

Ключевые слова: магнитостатические волны, спиновые волны, изотропные ферромагнетики, магнитные пленки, спектры электромагнитных волн

УДК: 537.611.44, 537.635, 517.27

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (170)
 2. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ И ВЫВОД ФОРМУЛ РЕЗОНАНСНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ (171)
 3. ГРАФИКИ ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА (173)
 4. НАПРАВЛЕНИЯ ОРИЕНТАЦИОННОГО РЕЗОНАНСА ДЛЯ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА (175)
 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (174)
- ЛИТЕРАТУРА (176)

1. ВВЕДЕНИЕ

В [1, 2] необходимость разработки устройств на магнитостатических волнах (МСВ) в ферромагнитных пленках связывается с тенденцией в современных системах обработки информации использовать все более широкополосные сигналы с более высокой центральной частотой, с возможностью подобрать материалы с малым затуханием МСВ, с перспективами разработки и использования устройств на магнитных кристаллах. Наблюдаемое

усложнение спектров МСВ при усложнении структуры пленок в [3, 4], видимо, указывает на необходимость более подробного теоретического изучения фундаментальных свойств МСВ. Можно сделать вывод об актуальности исследования условий, ограничивающих спектр МСВ со стороны высоких частот. Хорошо изучены и обычно используются МСВ, распространяющиеся либо параллельно, либо ортогонально намагниченности пленки [5-8]. В пленках, намагниченных ортогонально их поверхности, используются прямые объемные МСВ. В касательно намагниченных пленках используют два других типа МСВ. Обратные объемные МСВ распространяются в направлении намагниченности пленки. Поверхностные МСВ (ПМСВ) имеют частоты выше, чем обратные объемные волны. ПМСВ обычно считаются распространяющимися ортогонально к намагниченности пленки [8]. В классической работе [5] для ПМСВ получены дисперсионные соотношения, справедливые для произвольного направления распространения волны. В ряде экспериментальных

и численных исследований ПМСВ в касательно намагниченных пленках отмечается существование особых направлений распространения волн. Эти направления не совпадают ни с параллельным, ни с ортогональным направлением к намагниченности пленки, тем не менее, являются преимущественными направлениями [6, 9, 10]. Особенности ПМСВ, не параллельных и не ортогональных намагниченности пленки, интересны с точки зрения расширения понимания возможностей и принципов конструирования устройств на МСВ. Наблюдаемые эффекты в виде узких волновых лучей, исходящих из краев излучателя, объяснялись в [6, 9, 10] с помощью разложения волны на фурье-гармоники и численного учета дисперсионного соотношения, эквивалентного результатам [5]. В настоящей работе ставится цель вывести преимущественные направления распространения поверхностных волн аналитически из дисперсионного соотношения Деймона-Эшбаха [5], не прибегая к представлениям о групповой скорости. Результаты такого исследования должны обосновать переход к постановке более тонких экспериментов.

Дисперсионное соотношение для ПМСВ в касательно намагниченной свободной пленке изотропного ферромагнетика получено в [5] на основе уравнения Уокера [7]. В [5] предполагается, что пленка толщиной s расположена параллельно плоскости $x = 0$ и намагничена до насыщения параллельно оси z . Свойства магнитостатических волн в такой пленке определяются компонентами тензора магнитной восприимчивости $\hat{\chi}$ (тензор Полдера) изотропного ферромагнетика $\kappa = \chi_{11} = \chi_{22}$ и $j\nu = \chi_{12} = -\chi_{21}$ (здесь и далее j – мнимая единица). Компоненты волнового вектора магнитостатической волны внутри пленки обозначим $(k_x^{(i)}, k_y, k_z)$. Индекс $i \in \{1, 2\}$ соответствует волнам, формирующимся внутри свободной пленки в результате отражений от поверхностей пленки. Под “свободной” пленкой подразумевается пленка, обе поверхности которой граничат с вакуумом. МСВ – это предельный случай волн, когда в достаточно тонких пленках волновые свойства перестают зависеть от диэлектрических проницаемостей материалов. Поэтому результаты для “свободной” пленки остаются справедливы и тогда, когда пленка покрыта достаточно толстыми и хорошими диэлектриками (результаты, полученные для МСВ в свободных пленках, заведомо несправедливы для металлизированных пленок). В свободных пленках $k_x^{(i)}$ отличаются лишь знаком. Предполагается, что компоненты волнового вектора могут быть не только действительными числами, но и комплексными. Мнимой части волнового вектора соответствует

экспоненциальное изменение амплитуды волны при увеличении соответствующей координаты. Волны с чисто действительными $k_x^{(i)}$ называют объемными МСВ, а волны с чисто мнимыми $k_x^{(i)}$ называют поверхностными МСВ (ПМСВ). Параметр $\eta = k_z/k_y$ – котангенс угла между намагниченностью пленки, совпадающей с осью z и направлением распространения магнитостатической волны в плоскости пленки, $x = const$. Используется метод построения мод Уокера [5-8]. В рассматриваемом случае уравнение Уокера записывается в форме

$$(\kappa + 1)(k_x^{(i)})^2 + k_y^2 + k_z^2 = 0, \quad (1)$$

что приводит к соотношениям

$$k_z = \eta k_y; \quad k_x^{(i)} = \pm j k_y \sqrt{\frac{1 + \kappa + \eta^2}{1 + \kappa}}. \quad (2)$$

Поэтому оказывается возможным исключить в последующих формулах k_z и $k_x^{(i)}$, оставить только одну компоненту волнового вектора k_y . Дисперсионное соотношение выводится из условий для полей на границах пленки. Соответствующий вариант дисперсионного соотношения для свободной пленки толщиной s , приведен в [5, формула (19)].

$$(1 + \eta^2) + 2(1 + \eta^2)^{1/2} \left(-\frac{1 + \kappa + \eta^2}{1 + \kappa} \right)^{1/2} (1 + \kappa) \operatorname{ctg} \left[k_y s \left(-\frac{1 + \kappa + \eta^2}{1 + \kappa} \right)^{1/2} \right] + (1 + \kappa)^2 \left(\frac{1 + \kappa + \eta^2}{1 + \kappa} \right) - \nu^2 = 0. \quad (3)$$

Функции тангенса и котангенса в формуле (3) оказались удобными на этапе вывода уравнения, но затрудняют его анализ, эти функции обращаются в бесконечность и там меняют знак. Кроме того, в формуле (3) имеется ряд других особенностей, затрудняющих ее анализ как численными, так и аналитическими методами. В настоящей работе эти затруднения, в меру возможного, устраняются.

Целью настоящей работы является вывод условий формирования преимущественных направлений распространения поверхностных МСВ в касательно намагниченных свободных пленках изотропного ферромагнетика, не являющихся ни параллельными, ни ортогональными направлению намагниченности пленки.

2. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ И ВЫВОД ФОРМУЛ РЕЗОНАНСНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ

Избавимся от тангенсов в формуле (3). Вместо переменной η введем $u = \frac{1}{\sqrt{\eta^2 + 1}}$, u – синус угла между намагниченностью пленки и направлением распространения МСВ. Котангенс в уравнении (3) удобен при рассмотрении мод объемных волн. В данной работе мы ограничимся поверхностными

волнами (имеющими чисто мнимые $k_x^{(i)}$), поэтому можно воспользоваться заменой:

$$ctg(jx) = \frac{a}{b} \Leftrightarrow \exp(-2x) = \frac{a + jb}{a - jb},$$

где j – мнимая единица.

После преобразований формула (3) приводится к виду:

$$k_y = \frac{u}{2s} \left(\frac{1+\kappa}{1+\kappa u^2} \right)^{1/2} \ln \left[\frac{(uv)^2 - (1 - ((1+\kappa u^2)(1+\kappa))^{1/2})^2}{(uv)^2 - (1 + ((1+\kappa u^2)(1+\kappa))^{1/2})^2} \right]. \quad (4)$$

Амплитуда МСВ пропорциональна волновому вектору [5], поэтому формула (4) позволяет делать качественные выводы не только о длине волны МСВ, но и об амплитуде волн. (Напомним, что остальные компоненты волнового вектора пропорциональны k_y в соответствии с формулами (2)) Из формулы (4) следует, что если направление распространения волны совпадает с направлением намагниченности пленки ($u = 0$), то ПМСВ отсутствуют. Этим фактом можно объяснить внимание исследователей, в основном, к ПМСВ с $u = 1$. Приведенная оценка не исключает возможности существования ПМСВ при углах, небольших, но не равных нулю.

Формулу (4) можно рассматривать как способ вычисления волнового вектора лишь формально. При наиболее интересных значениях частот формулой (4) пользоваться не удастся, так как в ней возникают неопределенности. При частоте w_{\perp} , когда значение величины $\kappa = -1$, в множителе $\left(\frac{1+\kappa}{1+\kappa u^2} \right)^{1/2}$ возникает неопределенность при $u = 1$. Однако, при частоте w_{\perp} выражение под знаком логарифма в (4) принимает значение равное 1, поэтому волновой вектор равен нулю, МСВ при частоте w_{\perp} не существуют ни при каких u . При частотах выше w_{\perp} множитель $\left(\frac{1+\kappa}{1+\kappa u^2} \right)^{1/2}$ действительный, поэтому МСВ являются поверхностными (ПМСВ). Когда выражение $(1 + \kappa u^2)$ обращается в нуль, неопределенности в формуле (4) усложняют анализ и могут приводить к неверным оценкам. В скрытом виде эти же неопределенности содержатся и в (3), что создает особые трудности при анализе эквивалентных (3) формул, причем, как аналитическими, так и численными методами.

В соответствии с [7, 8] для характеристики свойств изотропного ферромагнетика будем использовать характерные частоты: $w_M = 4\pi\gamma M_0$, $w_H = \gamma H_0$, где γ – гиромагнитное соотношение, M_0 – намагниченность насыщения, H_0 – величина внутреннего магнитного поля, соответствующая намагниченности насыщения. Компоненты тензора Полдера выражаются через характерные частоты [6-8]:

$$\kappa = \chi_{11} = \chi_{22} = \frac{w_M w_H}{w_H^2 - w^2};$$

$$\nu = \frac{\chi_{12}}{j} = -\frac{\chi_{21}}{j} = \frac{w w_M}{w_H^2 - w^2}.$$

Необходимое условие существования ПМСВ $1 + \kappa > 0$, принимает вид

$$w > w_{\perp} = \sqrt{w_H (w_H + w_M)}.$$

В соответствии с [11] введем обозначения

$$W_{\perp} = w^2 - w_H^2 - w_M w_H,$$

$$W_u = w^2 - w_H^2 - w_M w_H u^2,$$

$$W_H = w^2 - w_H^2.$$

Величина W_{\perp} обращается в нуль при частоте $w_{\perp} = \sqrt{w_H (w_H + w_M)}$. W_u обращается в нуль при частоте $w_u = \sqrt{w_H (w_H + w_M u^2)}$. W_H – при частоте w_H .

Из (4) получим предварительную формулу для вычисления компонент волнового вектора

$$k_y = \frac{u W_{\perp}^{1/2}}{2s W_u^{1/2}} \ln \left[\frac{(w w_M u)^2 - (W_H - W_{\perp}^{1/3} W_u^{1/2})^2}{(w w_M u)^2 - (W_H + W_{\perp}^{1/3} W_u^{1/2})^2} \right]. \quad (5)$$

В записи (5) имеется неопределенность на частоте w_{\perp} , в нуль обращаются и знаменатель формулы, содержащий $W_u^{1/2}$, а также и логарифм. От этой особенности в (5) избавимся следующим преобразованием. Введем функцию

$$m(z) = \frac{\ln(1+z)}{z},$$

и получим расчетную формулу для вычисления компоненты волнового вектора:

$$k_y = \frac{u W_{\perp}^{1/2} R}{2s} m(R W_u^{1/2}), \quad (6)$$

где

$$R = \frac{4W_H W_{\perp}^{1/2}}{(w w_M u)^2 - (W_H + W_{\perp}^{1/3} W_u^{1/2})^2}. \quad (7)$$

Функция $m(z)$ не имеет особенности в нуле, так как $\lim_{z \rightarrow 0} m(z) = 1$. В то же время $z m(z) = \ln(1+z)$, поэтому $\lim_{z \rightarrow \infty} z m(z) = \infty$. При обращении в бесконечность параметра R происходит обращение в бесконечность k_y и, соответственно, амплитуды волны, т.е. резонанс волны. Условием этого резонанса является обращение в нуль знаменателя в формуле (7):

$$(w w_M u)^2 - (W_H + W_{\perp}^{1/3} W_u^{1/2})^2 = 0. \quad (8)$$

Разрешая уравнение (8), получим 4 решения, которые записываются удивительно симметрично и просто:

$$u_{1,2} = \frac{w \pm W_{\perp}^{1/2}}{w_M + w_H} = \frac{w \pm \sqrt{w^2 - w_{\perp}^2}}{w_M + w_H};$$

$$u_{3,4} = -\frac{w \pm \sqrt{w^2 - w_{\perp}^2}}{w_M + w_H}. \quad (9)$$

Решения $u_{3,4}$ повторяют решения $u_{1,2}$ симметрично относительно начала координат. Решения $u_{1,2}$ образуют две ветви. Ветвь со знаком “+” соответствует многократно исследовавшимся “ортогональным” ПМСВ, существующим в области направлений распространения волн, близких к направлениям, ортогональным намагниченности пленки. При частоте $w = w_{\perp}$ нет МСВ, на этой частоте $w_{\perp}^{1/2} = 0$, следовательно $R = 0$ и $k_y = 0$. Однако такое резонансное направление получается из (9), при этом $u_{\perp} = \frac{w_{\perp}}{w_M + w_H}$. Можно сказать, что точка (u_{\perp}, w_{\perp}) имеет смысл предельного значения, которое разделяет различные ветви ПМСВ.

В решениях (9) ветвь со знаком “-” соответствует ранее не встречавшимся автору “параллельным” МСВ, возможным в области “малых” углов (если углы в 10-30 градусов можно называть малыми). Частоты “ортогональных” ПМСВ ограничены частотой Деймона-Эшбаха $w_{DE} = w_H + w_M/2$ [5-9], причем на этой частоте волновой вектор ПМСВ значительно возрастает. Подставим $w = w_{DE} = w_H + w_M/2$ в формулы (9) и получим:

$$u_{1,2} = \frac{w_H + w_M/2 \pm \sqrt{(w_H + w_M/2)^2 - w_H(w_M + w_H)}}{w_M + w_H} = \frac{w_H + w_M/2 \pm w_M/2}{w_M + w_H}; \quad u_1 = 1; \quad u_2 = \frac{w_H}{w_M + w_H}.$$

Направление $u_1 = 1$, как и следовало ожидать, соответствует “ортогональным” ПМСВ. При увеличении частоты выше w_{DE} из формул этой ветви будут получены значения u , противоречащие условию $1 > u = \sin(\varphi)$. Такие решения следует исключить.

Второе резонансное направление $u_2 = \frac{w_H}{w_M + w_H}$, имеющее место на частоте Деймона-Эшбаха, соответствует “параллельным” ПМСВ. Значение u_2 меньше единицы по абсолютной величине соответствует некоторому углу и существует при увеличении частоты выше частоты Деймона-Эшбаха. Для частот, значительно превосходящих частоту w_{\perp} , получим асимптотическую оценку:

$$u_2 = \frac{w - \sqrt{w^2 - w_{\perp}^2}}{w_M + w_H} \approx \frac{w_H}{2w}.$$

Более подробно условия существования “параллельных” ПМСВ обсуждаются в разделе 3.

3. ГРАФИКИ ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ ЖИГ

Для теоретического изучения колебаний и магнитостатических волн в железо-иттриевом гранате (ЖИГ) удобен ряд взаимосвязанных моделей, описанных в [7]. Наиболее простой моделью является модель изотропного ферромагнетика, пренебрегающая анизотропией, неоднородным обменом и магнитным затуханием. (Гермин

“изотропность” характеризует состояние ферромагнетика до его намагничивания, при намагничивании пленки до насыщения пленка, естественно, становится анизотропной). Уравнение (3) и формулы (6), (7) соответствуют этой модели. В [7] отмечается факт, полезный с точки зрения развития моделей МСВ. Для получения более точных моделей, учитывающих магнитное затухание и неоднородный обмен можно пользоваться формулами МСВ-приближения (в данной статье это формулы (6)-(7)), но учитывать поправки в параметре w_H . Обоснование этого приема рассматривается также в [12]. Для учета магнитного затухания достаточно сделать замену $w_H \rightarrow w_H + j\alpha w$, параметр w_H становится комплексным числом, зависящим от частоты, α – коэффициент магнитного затухания в уравнении движения намагниченности ферромагнетика, записанном в форме Гильберта [7]. Численные эксперименты показывают, что учет магнитного затухания при любом коэффициенте $\alpha > 0$ качественно меняет структуру решений в областях больших нарастаний и затуханий волн. В то же время изменения величины α без изменения знака мало влияют на графики дисперсионных соотношений для ЖИГ. Учет неоднородного обмена значительно усложняет задачу, но также не влияет заметным образом на графики для ЖИГ. В настоящей работе для ЖИГ учитывается магнитное затухание и не учитывается неоднородный обмен.

В качестве параметров выберем значения $\gamma = 1.76086 \cdot 10^7$ $\epsilon^1 T A^1$; $H_0 = 1250$ Э, $M_0 = 139$ Гс, $\alpha = 5 \cdot 10^{-5}$. В книге [7, стр. 175] именно для этих параметров приведены графики зависимости частоты от величины волнового вектора при распространении поверхностной волны ортогонально намагниченности. Для этих параметров получаются следующие значения характерных частот в ГГц:

$$\frac{w_H}{2\pi} = 3.50, \quad \frac{w}{2\pi} = 4.90, \quad \frac{w_{DE}}{2\pi} = 5.42, \quad \frac{w}{2\pi} = 5.95.$$

Волновой вектор приведен в единицах $2\pi/\text{см}$. Толщина пленки выбирается равной $3 \cdot 10^{-4}$ см.

На рис. 1 приведен график зависимости волнового вектора от направления для частоты на 5% ниже частоты Деймона-Эшбаха (приблизительно середина интервала частот между w_{\perp} и w_{DE}). Волновой вектор представлен на графике только одной своей компонентой k_y . Этого достаточно, так как в соответствии с (2) остальные компоненты волнового вектора пропорциональны k_y . Направление распространения волны представлено величиной u , изменяющейся от (-1) до (+1) и равной синусу угла между намагниченностью пленки и направлением распространения волны (оба направления лежат в плоскости пленки). Значения параметра u на графиках пересчитаны в градусы соответствующего угла. Одному значению синуса соответствует не один, а два угла, симметричных относительно прямого угла. Т.е. графики можно симметрично продолжить, отражая их за вертикальные границы.

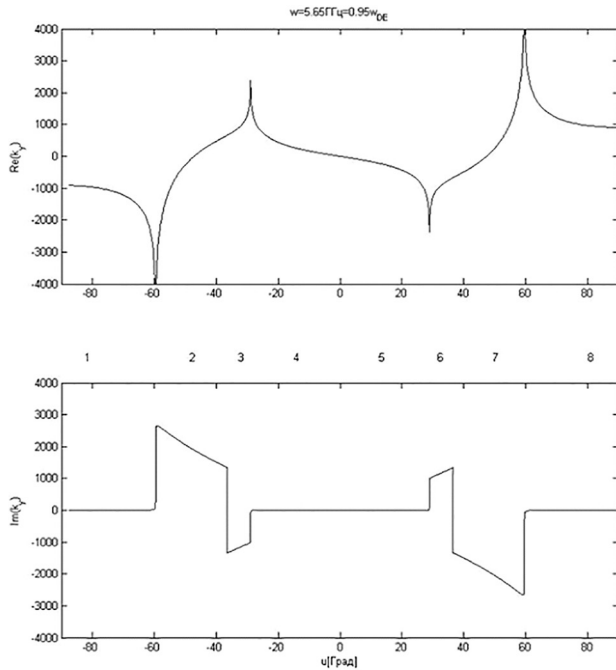


Рис. 1. Зависимость волнового вектора от направления для частоты на 5% ниже частоты Деймона-Эшбаха в ЖИГ.

Как следует из (5) графики должны быть центрально симметричными относительно нуля. Это одно из проявлений невзаимности волн в магнитных средах. Кроме реализуемых, экспоненциально затухающих решений, дисперсионные соотношения формально допускают экспоненциально нарастающие решения, которые не могут быть реализованы в среде, бесконечно протяженной по осям y и z . В рассматриваемой магнитной среде, если волна с волновым вектором k реализуема, то обратная волна (распространяющаяся в обратном направлении и имеющая волновой вектор $(-k)$) окажется нереализуемой.

На графике выделено 8 участков с качественно различным поведением, они помечены цифрами над кривой $Im(k_y)$.

Хорошо исследованным, “ортогональным” ПМСВ соответствует участок 8. На рисунке значения параметра μ пересчитаны и соответствуют углам между волновым вектором и намагнитченностью в градусах. Вблизи направления 90 градусов на участке 8, т.е. направления ортогональной намагнитченности пленки, имеет место незатухающие (в рамках МСВ-приближения) поверхностные волны. При отклонении μ от ортогонального направления, имеется направление, где волновой вектор резко нарастает. Амплитуда ПМСВ пропорциональна волновому вектору, поэтому можно говорить о резонансном увеличении амплитуды волн при изменении направления волны, т.е. об особом “ориентационном” резонансе поверхностных волн. Резонансный пик ориентационного резонанса отличается от кривой Гаусса, характерной для обычного резонанса. В максимуме пика резко включается затухание волн. Направление, соответствующее максимуму k , назовем резонансным (predominant) направлением. Резонансное направление отделяет участок 8 графика от участка

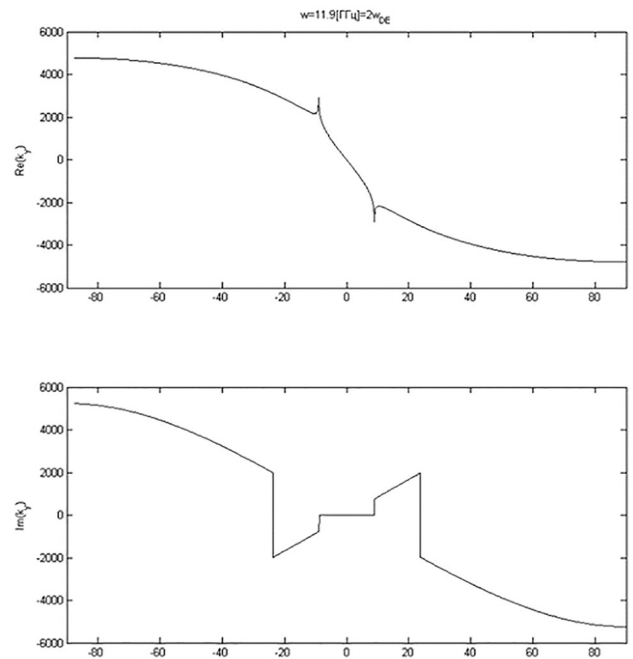


Рис. 2. Зависимость волнового вектора от направления для частоты вдвое выше частоты Деймона-Эшбаха в ЖИГ.

7. Участку 8 “ортогональных” ПМСВ соответствует участок 1, волны которого нереализуемы и должны быть исключены из решений задачи.

На участке 7 включается большое затухание амплитуды волн. Затухание велико в том смысле, что длина затухания порядка длины волны, т.к. $Re(k_y)$ и $Im(k_y)$ - одного порядка. Участку 7 волн с большим затуханием соответствует участок 2, на котором волны должны экспоненциально нарастать, они не реализуемые.

Участок 4 соответствует второй ветви ПМСВ. Условия существования этих волн отличаются от условий существования “ортогональных” ПМСВ. Для изменения знака параметра μ необходимо получить волны, распространяющиеся в обратном направлении, либо намагнитить ферромагнетик в противоположном направлении, либо поместить излучатель с противоположного конца пленки. На границе участка 4 с участком 3 имеется пик, характерный для ориентационного резонанса. На участке 3 волны быстро затухают. На границе участка 4 и участка 5 параметр μ и волновой вектор обращаются в нуль.

На участке 5 волновые векторы имеют знаки противоположные симметричным векторам участка 4, они нереализуемы и должны быть исключены из решения. Нереализуемые волны, симметричные участку 3, соответствуют участку 6.

Отметим, что для получения рис. 1 с правильными знаками затуханий волн необходимо учесть магнитное затухание. Если поменять знак коэффициента магнитного затухания, то картина качественно меняется на участках с большим нарастанием или затуханием волн. Причем, изменение величины коэффициента магнитного затухания без изменения его знака не изменяет заметным образом графика. Т.е. картина неустойчива при нулевом магнитном

затухании. Учет магнитного затухания при описании ориентационного резонанса нельзя пренебрегать.

На рис. 2 представлен график для частоты, вавое превышающей частоту Деймона-Эшбаха. На этом графике область “ортогональных” ПМСВ исчезла, но область “параллельных” ПМСВ осталась. При дальнейшем увеличении частоты область поверхностных волн сужается обратно пропорционально частоте.

4. НАПРАВЛЕНИЯ ОРИЕНТАЦИОННОГО РЕЗОНАНСА ДЛЯ ЖИГ

Для того, чтобы оценить углы между намагниченностью и направлением распространения волн, соответствующих ориентационному резонансу, на рис. 3 построен график соотношений (9), где вместо параметра μ используется угол между волновым вектором и намагниченности пленки, выраженный в градусах. При построении графика учитывалось, что одному значению синуса соответствует не один, а два угла, симметричных относительно прямого угла. Частота приводится в гигагерцах.

Углу 90 градусов на рис. 3 соответствует частота Деймона-Эшбаха. При меньших частотах появляются симметричные резонансные направления. Минимумам на рис. 3 соответствует частота ω_{\perp} и направление μ_{\perp} . На этой частоте не может быть поверхностных волн, μ_{\perp} – предельное значение, отделяющее ветвь “ортогональных” ПМСВ от “параллельных”. Оценка наибольшей величины резонансного пика при частоте Деймона-Эшбаха обсуждается в [3]. Частота “параллельных” ПМСВ может значительно превышать частоту Деймона-Эшбаха.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ориентационный резонанс, как выделение средой некоторых гармоник, является волновым явлением, очень близким, но отличающимся от “каустики”. “Каустики” интерпретируются в терминах геометрической оптики, но с интересными

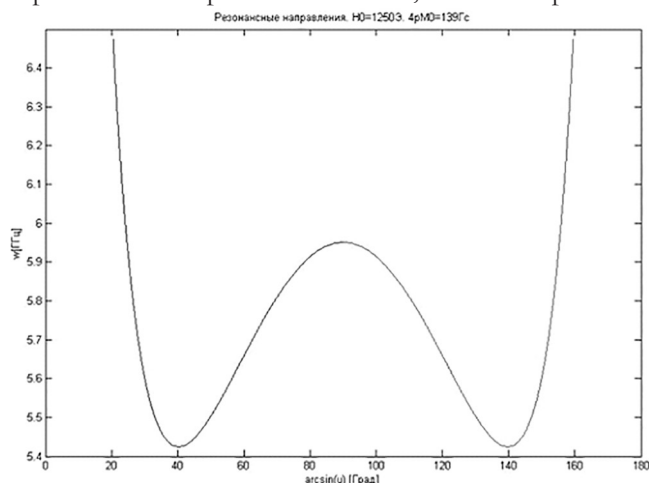


Рис. 3. Направления ориентационного резонанса для ЖИГ.

волновыми обоснованиями и обобщениями [13]. В работах [6, 9, 10] формирование МСВ полосковым излучателем конечного размера объясняется как результат взаимодействия пространственных мод волны, создаваемой излучателем. Понимание деталей анализа дисперсионного соотношения позволяет уточнить эту интерпретацию. Середина плоского излучателя дает основной вклад в амплитуду гармоник, распространяющейся ортогонально излучателю, тогда как концы плоского излучателя дают гармоники, распространяющимся по всем направлениям. При частоте несколько ниже частоты Деймона-Эшбаха резонансное усиление средой выделенных двух гармоник приводит к тому, что из каждого из концов излучателя исходят по два “уса”, по два узких луча ПМСВ. Хотя любое резонансное явление может быть математически описано в стиле теории катастроф [13], представляется перспективным отойти от завораживающе красивой общей картины волновых полей, а сосредоточиться на более простых эффектах и экспериментах, интерпретируя “усы” волн, как резонансные максимумы с довольно необычными свойствами. После этих исследований задачи расчета волновых полей можно будет поставить более конкретно.

Развитые в настоящей работе представления, формулы и оценки могут быть полезны при поиске других, может быть менее эффективных, но более обоснованных конструктивных решений при разработке новых приборов на ПМСВ. Подходя со стороны ПМСВ ближе к точке ориентационного резонанса, вероятно возможно пытаться снижать энергопотребление приборов на ПМСВ и предложить новые методы обработки сигналов. “Параллельные” ПМСВ, предсказываемые теорией, имеют диапазон частот, значительно превышающий частоту Деймона-Эшбаха. С точки зрения суждений, высказанных в [1, 2] (упомянутых в самом начале статьи), изучение таких волн и использование их свойств должно быть перспективно. Для этой ветви ПМСВ также имеет место ориентационный резонанс. При больших частотах резонансные направления волн приближаются к направлению намагниченности обратно пропорционально частоте.

Как свойства ориентационного резонанса, так и существование ветви “параллельных” ПМСВ выведены теоретически и требуют экспериментального подтверждения. Какие выводы могут последовать, если эксперимент не подтвердит теоретических предсказаний? Все преобразования уравнения (3), приведенные в настоящей статье, не вносят в модель МСВ Деймона-Эшбаха никаких ни упрощений, ни обобщений, они лишь приводят уравнение (3) к более удобному для анализа виду. Поэтому возникнет вопрос:

по каким причинам модель ПМСВ, предложенная в ставшей классической работе [5] могла бы иногда не давать верных результатов? Уточненная постановка такого вопроса будет не менее любопытна, чем прямое экспериментальное подтверждение теоретических предсказаний.

Автор благодарит А.В. Вашковского, указавшего автору в 2008 году на важность работ [9, 10], С.А. Никитова и В.И. Грачева за внимание к этому направлению исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуляев ЮВ, Плесский ВП. Распространение поверхностных акустических волн в периодических структурах. *УФН*, 1989, 157(1):85-127.
2. Гуляев ЮВ, Никитов СА. Магнонные кристаллы – спиновые волны в периодических структурах. *ДАН*, 2001, 380(4):469-471.
3. Высоцкий СЛ, Никитов СА, Филимонов ЮА. Магнитостатические спиновые волны в двумерных периодических структурах – магнитофотонных кристаллах. *ЖЭТФ*, 2005, 128(3(9)):636-644.
4. Высоцкий СЛ, Никитов СА, Павлов ЕС, Филимонов ЮА. Спектр спин-волновых возбуждений касательно намагниченного двумерного гексагонального ферритового магнонного кристалла. *Радиотехника и электроника*, 2010, 55(7):855-865.
5. Damon RW, Eshbach JR. Magnitostatic modes of ferromagnet slab. *J.Phys.Chem.Solids*, 1961, 19(3/4):308-320.
6. Вашковский ВА, Стальмахов ВС, Шараевский ЮП. *Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот*. Саратов, СГУ, 1993, 311 с.
7. Гуревич АГ, Мелков ГА. *Магнитные колебания и волны*. М., Физматлит, 1994, 464 с.
8. Stancil DD, Prabhakar A. *Spin Waves: Theory and Applications*. New-York: Springer Science+Business Media, 2009, 355 p.
9. Вашковский ВА, Гречушкин КВ, Стальмахов АВ, Тюлюкин ВА. Распространение ограниченного волнового пучка поверхностной магнитостатической волны. *Радиотехника и электроника*, 1988, 33(4):876-879.
10. Вальевский ВА, Вашковский АВ, Гречушкин КВ, Стальмахов АВ. Угловой спектр и спектр направлений групповых скоростей магнитостатических волн. *Радиотехника и электроника*, 1988, 33(9):1830-1834.
11. Евтихов МГ, Никитов СА. О характерных частотах изотропного ферромагнетика. *РЭНСИТ*, 2011, 3(2):96-102.
12. Евтихов МГ. Обобщения тензора Поллера. *РЭНСИТ*, 2014, 6(1):44-51.
13. Кравцов ЮА, Орлов ЮИ. Каустики, катастрофы и волновые поля. *УФН*, 1983, 141(1):591-627.

Евтихов Михаил Георгиевич

к.ф.-м.н., с.н.с.

ФИРЭ им В.А.Котельника РАН

1, пл. Введенского, 141120 Фрязино Моск. обл.
emg20022002@mail.ru

ORIENTATIONAL RESONANCE OF SURFACE MAGNETOSTATIC WAVES

Mikhail G. Evtikhov

Kotel'nikov Institute of Radio-Engineering and Electronics, Fryazino Branch, Russian Academy of Science, <http://fire.relarn.ru>
1, Vvedensky sq., 141120 Fryazino, Moscow region, Russian Federation
+7 496 565 2435, emg@ms.ire.rssi.ru

Abstract. The properties of surface magnetostatic waves in tangentially magnetized to saturation of free isotropic ferromagnet films are discussed. The special attention is given to the propagation directions of the waves, not orthogonal and not parallel to the magnetization of the film. Two features of these waves not been discussed earlier: the orientational resonance of the surface magnetostatic waves and the existence of a new special branch of the surface waves. A kind of wave resonance are predicted theoretically based on the dispersion relation of Damon-Eshbach [5]. Wave resonance will be called orientational resonance if the position of the maxima of the resonance peaks depends not only on frequency but also on the direction of wave propagation. Theoretical dispersion relations of surface magnetostatic waves are considered at a set of wave propagation directions. Estimates and graphics are provided for the parameters of YIG films [5]. It is argued that from the dispersion relations of the Damon-Eshbach should the existence of a special kind of surface magnetostatic waves propagating almost parallel to the magnetization of the film. Conditions for the existence and orientational resonance of such waves are investigated. It is shown that the frequency of these waves can greatly exceed the frequency of Damon-Eshbach. Previously studied surface waves are limited by Damon-Eshbach's frequency.

Keywords: magnetostatic waves, spin waves, isotropic ferromagnet, magnetic films, spectra of electromagnetic waves.

PACS: 02.30.Mv, 76.50. + G

Bibliography – 13 references

RENSIT, 2014, 6(2):170-176

Received 24.11.2014

DOI: 10.17725/RENSITe.0006.201402b.0170