

Магнитоэлектронные волны в зазоре продольно намагниченных ферромагнетиков с относительным продольным перемещением

Н.С. Шевяхов¹, Е.А. Вилков², А.В. Моисеев³

¹ Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ
607186, Российская Федерация, Нижегородская обл., г. Саров
ул. Духова, 6

² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
141120, Российская Федерация, Московская обл., г. Фрязино
пл. Введенского, 1

³ Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
432011, Российская Федерация, г. Ульяновск
ул. Гончарова, 48

Рассмотрено распространение щелевых магнитоэлектронных волн в зазоре двух полубесконечных ферромагнитных кристаллов с продольной намагниченностью в условиях относительного продольного перемещения. Показано, что вид дисперсионных зависимостей высокочастотной и низкочастотной моды щелевой магнитоэлектронной значительно модифицируется из-за движения одного из кристаллов. При этом «чувствительность» к относительному продольному перемещению кристаллов проявляет распределение магнитного поля в зазоре только высокочастотной моды.

Ключевые слова: магнитоэлектронные волны, ферромагнетик, перемещение.

Введение

Во всех работах, в которых рассматривались щелевые магнитоэлектронные волны, всегда предполагалось, что ферромагнитные кристаллы статичны [1; 2]. Для оценки новых перспективных приложений активных (пьезоэлектрических или магнитных) материалов в робототехнике и мехатронике, в устройствах которых нередко реализуется движение механически неконтактных деталей конструкций, актуально изучение волновых процессов в щелевых структурах при наличии относительного продольного перемещения (ОПП) составляющих их сред.

Сравнительно недавно были опубликованы работы [3; 4], в которых обсуждалась возможность проявления в магнитоупорядоченных средах аномального эффекта Доплера, характерного для искусственных метасред [5; 6]. В частности, в [3] сообщалось об экспериментальном наблюдении аномального эффекта Доплера при распространении обратных объемных магнитоэлектронных волн в свободной ферромагнитной пленке, намагниченной в направлении распространения магнитоэлектронных волн (МСВ) (продольное намагничивание). Исследовались также прямые поверхностные МСВ (поперечное намаг-

ничение¹), для которых направления фазовой и групповой скорости совпадают. При этом было установлено, что для поверхностных МСВ эффект Доплера является нормальным.

В [4] теоретически обосновано предположение о существовании аномального эффекта Доплера для магнитоэлектронных волн в ферромагнитных пленках. Ранее подобные доплеровские преобразования спектров рассматривалось для электрозвуковых волн в планарной щелевой структуре пары пьезоэлектриков, испытывающих относительное продольное перемещение (ОПП) [7].

Недавно в [8] аналогично работе [7] нами рассматривалось проявление ОПП для магнитоэлектронных волн в поперечно намагниченных ферромагнитных кристаллах со щелью, усложненное из-за резонансного отклика и частотной дисперсии сред. Было показано, что в такой структуре возможно распространение симметричной (прямая МСВ) и антисимметричной (обратная МСВ) мод. При этом как для обратной, так и прямой МСВ имеет место увеличение частоты в системе покоя одного из кристаллов (в котором мы мысленно располагаем приемную антенну), если направление фазовой скорости

¹ Направление распространения МСВ перпендикулярно направления намагничивания.

МСВ и направление ОПП противоположны. Таким образом, эффект Доплера в структуре при поперечном намагничивании сред для обеих мод оказывается нормальным.

В данной работе впервые рассмотрены щелевые МСВ в зазоре продольно намагниченных ферромагнетиков с ОПП. Из анализа спектра определен тип щелевых мод МСВ, а также установлен знак смещения частот мод вследствие ОПП.

1. Постановка задачи и исходные уравнения

На рис. 1 показана геометрия задачи. Два полубесконечных ферромагнитных кристалла с одинаковой намагниченностью $M_0^{(j)}$ вдоль оси x ($M_0^{(1)} \uparrow \uparrow M_0^{(2)} \parallel [100]$, $j = 1, 2$, где j – номер среды) разделены диэлектрическим зазором $2h$. Магнитная проницаемость большинства диэлектриков мало отличается от единицы, поэтому в дальнейшем магнитную проницаемость зазора мы в расчет не принимаем.

Далее предположим, что вторая пленка ($j = 2$) движется параллельно первой вдоль оси x со скоростью V . Внутреннее магнитное поля H_i в кристаллах, в которое входит поле анизотропии также направлено вдоль оси x . Условимся, что щелевые магнитостатические волны (ЩМСВ), распространяющиеся в зазоре и в пленках вдоль оси x с волновым вектором $\vec{k} = (k, 0, 0)$, описываются в безобменном магнитостатическом приближении.

Решение строим в лабораторной системе отсчета x_0y_0z , привязанной к неподвижной среде ($j = 1$, $y \leq h$). Однако параметры волн, возникающих в движущейся среде ($j = 2$, $-h \leq y$), соотнесем с попутной системой отсчета $\tilde{x}_0\tilde{y}_0\tilde{z}$, привязанной к движущейся среде. Из-за автоматически выполняющегося неравенства $V \ll c$, где c – скорость света, связь координат систем отсчета двух пленок будет определяться преобразованием Галилея. В итоге волны в движущейся среде получают частотный сдвиг $\Omega = \omega - kV$, где ω – частота волны в лабораторной системе отсчета.

Магнитные потенциалы φ_j в оговоренных условиях распространения магнитостатических волн удовлетворяют уравнению Уокера [9] в ферромагнетике и уравнению Лапласа в диэлектрическом зазоре:

$$\mu_j \frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial x^2} = 0, \quad (1)$$

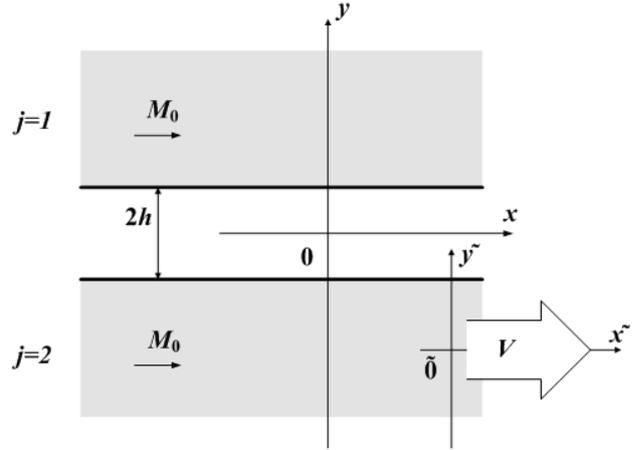


Рис. 1. Геометрия задачи. Ферромагнитные пленки выделены серым фоном. Большой стрелкой показано направление движения второй пленки со скоростью V

$$\nabla^2 \varphi_0 = 0, \quad (2)$$

где

$$\mu_{1,2} = \frac{(\omega_k^2 - \Omega_j^2)}{(\omega_0^2 - \Omega_j^2)};$$

$$\Omega_j = \omega \text{ при } j = 1,$$

$$\Omega_j = \Omega \text{ при } j = 2;$$

$\omega_0 = \gamma H_i$ – частота ферромагнитного резонанса в безграничной среде; $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$ – частота намагничивания; $\omega_k = \sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_m)}$; γ – гиромагнитное отношение.

2. Дисперсионные соотношения

Решение уравнения (1), (2) для магнитного потенциала для первого ($h < y$), второго ($-h > y$) ферромагнетиков и вакуумного зазора ($-h < y < h$) между ними запишем соответственно в виде:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= F'_1 \exp[-q_1(y-h)] \exp[i(kx - \omega t)], \\ \varphi_2 &= (F'_2 \exp[q_2(\tilde{y} + h)]) \exp[i(k\tilde{x} - \Omega t)], \\ \varphi_0 &= (C \exp[k(y-h)] + D \exp[k(y+h)]) \times \\ &\times \exp[i(kx - \omega t)], \end{aligned} \quad (3)$$

где F'_1, F'_2, C, D – амплитуды поверхностных магнитостатических колебаний. Согласно (2), коэффициент локализации МСВ в первом и втором ферромагнитном кристалле определяется в виде $q_{1,2} = k/\sqrt{\mu_{1,2}}$.

Граничные условия для нашей задачи выражаются непрерывностью магнитного потенциала и непрерывностью нормальной компоненты магнитной индукции на границах щелевой структуры $y = h$, $y = -h$:

$$b_{y1} = b_{y0}|_{y=h}, \quad b_{y2} = b_{y0}|_{y=-h}, \quad (4)$$

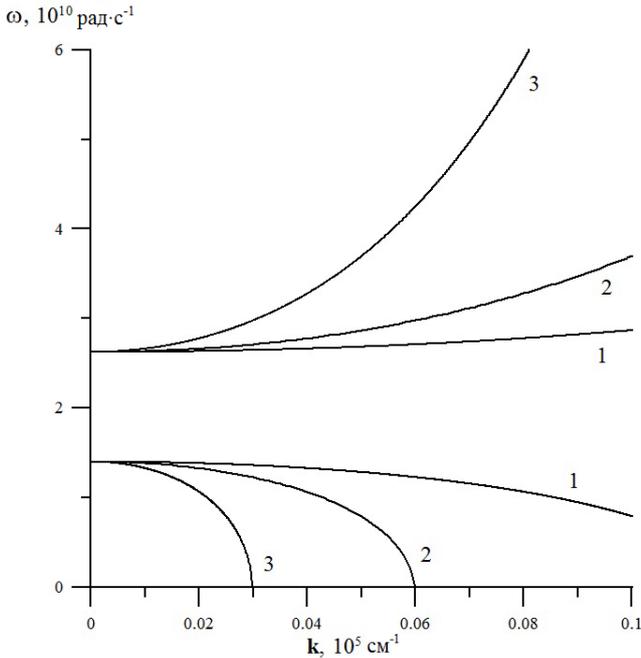


Рис. 2. Спектр щелевых МСВ при различной ширине зазора $2h$ между кристаллами и $V = 0$. Кривая линия 1 – $h = 0.5 \cdot 10^{-4}$ см, кривая линия 2 – $h = 10^{-4}$ см, кривая линия 3 – $h = 2 \cdot 10^{-4}$ см

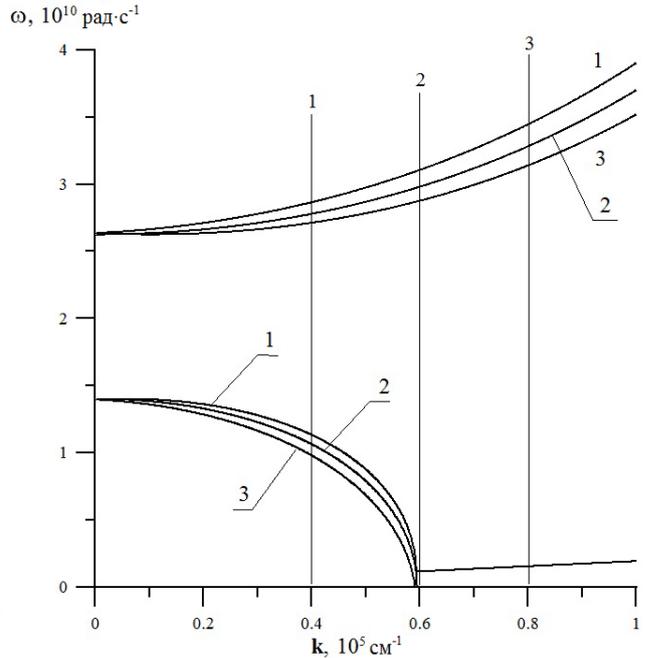


Рис. 3. Спектр щелевых МСВ при учете скорости движения второго кристалла; ширина зазора $h = 10^{-5}$ см. Кривая линия 1 – $V = 0$, кривая линия 2 – $V = 0.1c_t$, кривая линия 3 – $V = -0.1c_t$

$$\Phi_1 = \Phi_0|_{y=h}, \quad \Phi_2 = \Phi_0|_{y=-h},$$

где

$$\begin{aligned} b_{y1} &= -\mu_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial y}, \\ b_{y2} &= -\mu_2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial y}, \\ b_{y0} &= -\frac{\partial \Phi_0}{\partial y}, \end{aligned} \tag{5}$$

Подставляя решения (3) в граничные условия (4), получим систему из четырех алгебраических уравнений относительно четырех неизвестных F'_1, F'_2, C, D .

Из условия разрешимости этой системы получим дисперсионное соотношение для щелевых МСВ, распространяющихся в зазоре между двумя продольно намагниченными ферромагнитными кристаллами:

$$\text{th}(2kh) = \frac{(\sqrt{\mu_1} + \sqrt{\mu_2})}{(1 + \sqrt{\mu_1 \mu_2})}. \tag{6}$$

В отсутствие движения при $V = 0$ дисперсионное соотношение имеет более простой вид:

$$\omega = \sqrt{\frac{\omega_k^2 - a\omega_0^2}{1 - a}}, \tag{7}$$

где

$$a = \frac{(\pm \exp(-2kh) - 1)^2}{(\pm \exp(-2kh) + 1)^2}. \tag{8}$$

Знаки перед экспонентой « \pm » в (8) показывают, что в щелевой структуре двух ферромагнетиков с продольной намагниченностью, аналогично случаю поперечного намагничивания ферромагнетиков [8], существуют две моды щелевых МСВ.

3. Спектры щелевых магнитостатических волн

Прежде чем анализировать влияние движения одного из кристаллов на спектр щелевых МСВ, рассмотрим влияние параметров структуры на дисперсионные свойства МСВ в отсутствие ОПП. Рассчитанные дисперсионные зависимости для различной толщины зазора, согласно формулам (7), (8), показаны на рис. 2. Расчеты этого и последующих рисунков выполнены для кристаллов железиттриевого граната с параметрами $\omega_0 = 1.4 \cdot 10^{10}$ рад·с⁻¹, $\omega_m = 3.5 \cdot 10^{10}$ рад·с⁻¹, $\omega_k = 2.62 \cdot 10^{10}$ рад·с⁻¹.

Согласно рис. 2, зарождение кривых спектра происходит на частотах ω_0 и ω_k . При этом высокочастотная ветвь существует во всем диапазоне волновых чисел k , тогда как низкочастотная ветвь, зарождение которой происходит на частоте ω_0 , имеет точку обрезания спектра k^* . Волновое число k^* определяется, согласно (7), (8), выражением

$$k^* = \frac{\text{Arcch} \left[\frac{\omega_k}{\sqrt{\omega_k^2 - \omega_0^2}} \right]}{h}, \quad (9)$$

согласно которому, при $h \rightarrow 0$ и $k \rightarrow \infty$, что подтверждает ход дисперсионных кривых на рис. 2. При $h \rightarrow 0$ дисперсионные кривые асимптотически выходят на уровни частот ω_0 и ω_k , причем в безграничной среде возможна лишь одна ветвь с частотой $\omega = \omega_k$, соответствующей частоте однородной прецессии магнитных моментов [9]. При $h \rightarrow \infty$ (полубесконечная среда) решение отсутствует, поскольку граница ферромагнетик-диэлектрик при продольном намагничивании ферромагнетика не допускает распространения поверхностной МСВ.

На рис. 3 показан спектр ЦМСВ с учетом относительного продольного перемещения второго кристалла для фиксированного значения ширины зазора $h = 10^{-5}$ см. Для нормировки скорости ОПП использовано значение скорости акустических поперечных волн $c_t = 3.8 \cdot 10^5$ см/с в ЖИГе. В целом модификация спектров магнитостатических волн в целевой структуре ферромагнитных кристаллов за счет ОПП (рис. 3) аналогична модификации спектра щелевых магнитостатических волн в зазоре ферромагнетиков при поперечном намагничивании кристаллов [8].

При $V > 0$ (сонаправленное распространение волн относительно движения кристаллов) кривые спектра разворачиваются в высокочастотную (см. штриховые кривые на рис. 3), а при $V < 0$ – наоборот, в низкочастотную область (см. утолщенные кривые на рис. 3). С обращением скорости ОПП преобразование спектров происходит так, как если бы каждый спектр магнитостатической волны соответствующей симметрии расщеплялся на две ветви. Такое расщепление носит не взаимный характер, отражая известную не взаимность свойств магнетиков в резонансных условиях.

Учет ОПП также приводит к смещению точки k^* нижней ветви, определяемой из трансцендентного уравнения:

$$\text{ch}(k^* h) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{4\omega_k^2 - k^{*2} V^2}{\omega_k^2 - \omega_0^2}}, \quad (10)$$

и может быть рассчитано только численно. Характерно, что в точке k^* (при $V > 0$) происходит изменение типа дисперсии (с аномальной на нормальную) для квазисимметричной моды. Как показано в [10], учет затухания позволяет

заменить резкий углообразный излом спектра в точке k^* точкой перегиба, в которой выполняется условие экстремума групповой скорости $\partial^2 \omega / \partial^2 k = 0$. Такую точку в теории волноводных систем называют точкой нулевой дисперсии. Для нее характерно минимальное уширение импульсов волн при распространении по волноводу и, следовательно, минимальное искажение информационной полосы пропускания волноводной структуры [11].

Как видно из рис. 3, можно значительно изменить фазовую скорость ЦМСВ, варьируя скорость перемещения движущегося кристалла. При этом в области больших волновых чисел можно «разогнать» симметричную моду при $V > 0$ (для $k = 2 \cdot 10^4$ см⁻¹ изменение фазовой скорости составляет примерно 20 %) или сильно «замедлить» антисимметричную моду по сравнению с фазовой скоростью ЦМСВ для статичной структуры. Такая «добавка» к фазовой скорости ЦМСВ возможна, но только при достаточно больших скоростях ОПП, составляющих десятые доли скорости звука. Скорости поступательного движения такой величины трудно достичь на практике, но можно предположить, что при других конструктивных реализациях ОПП, например при вращениях или колебаниях кристаллов относительно друг друга с большой частотой, соответствующие эффекты окажутся доступными для наблюдения. Минимальную скорость ОПП $V_{\text{мин}}$, доступную измерению в эксперименте, можно оценить, если воспользоваться для этого минимальной величиной разрешения по частоте спектральных линий магнитостатических волн $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-6}$ [3]. В нашем случае $\Delta\omega$ – это доплеровский сдвиг частоты щелевой МСВ в результате движения кристалла, определяемый величиной Vk . Подразумевается, что мы измеряем частоту волны в движущемся кристалле, а затем сравниваем ее с частотой в лабораторной системе отсчета. Для волнового числа $k = 2 \cdot 10^4$ см⁻¹ и частоты $\omega \approx 5 \cdot 10^9$ с⁻¹ получим значение $V_{\text{мин}} \sim 0.2$ см/с. Если считать, что $\Delta\omega$ – это изменение частоты моды щелевой МСВ в спектрах рис. 3 для высокочастотной ($\Delta\omega_S$) (низкочастотной $\Delta\omega_A$) ветви в результате ОПП, то в качестве ω естественно рассматривать частоту щелевой МСВ в статичной структуре ферромагнетиков со щелью. В таком случае численная оценка для спектров с параметрами рис. 3 дает значение $V_{\text{мин}}$ как высокочастотной, так и низкочастотной мод приблизительно порядка нескольких сантиметров в секунду.

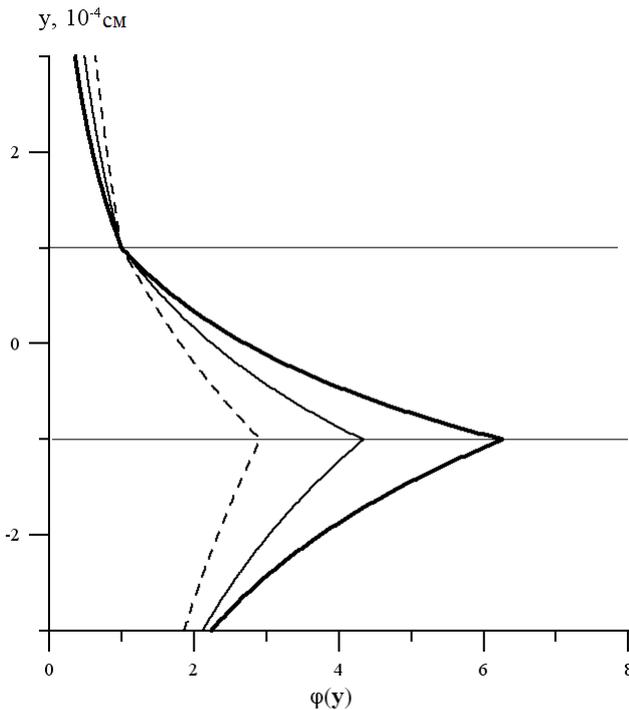


Рис. 4. Профиль распределения магнитного поля ЩМСВ нижней ветви спектра рис. 3 при $h = 10^{-5}$ см и $V = 0$ для ряда значений волнового числа: штриховая линия – $k = 0.4 \cdot 10^5$ см $^{-1}$, тонкая сплошная линия – $k = 0.6 \cdot 10^5$ см $^{-1}$, утолщенная линия – $k^* = 0.8 \cdot 10^5$ см $^{-1}$

Приведем сравнение доплеровского сдвига частот с доплеровским сдвигом магнитостатических волн в пленке, подмагниченной по направлению распространения волны [3]². В эксперименте, описанном в статье [3], двигался не сам кристалл, а приемная антенна. Согласно экспериментальным измерениям для скорости движения приемной антенны 90 см/с (240 оборотов в минуту), частоты МСВ 3 ГГц, волнового числа $k \sim 34$ см $^{-1}$, доплеровский сдвиг частоты магнитостатической волны составил 500 Гц. Расчетные значения для нашей модели ЩМСВ: $V = 90$ см/с, $k = 34$ см $^{-1}$ и на частоте мод $\omega \approx 4.2$ ГГц, доплеровские приращения для высокочастотной и низкочастотной мод составили $\Delta\omega_S \approx 243.1$ Гц, $\Delta\omega_A \approx 244.4$ Гц, обеспечивая равенство $\Delta\omega_A + \Delta\omega_S \approx Vk$. Из их сравнения можно сделать вывод о совпадении по порядку величины экспериментальных данных [3] с расчетными значениями для щелевых волн. Как для обратной, так и прямой ЩМСВ в системе покоя кристалла с мысленно распо-

² Такое сравнение наших расчетных значений с экспериментальными данными [3] не вполне корректно, поскольку в щелевой структуре образуется единое волновое поле, а в эксперименте антенна при ОПП вносит искажения в волновое поле свободной пленки.

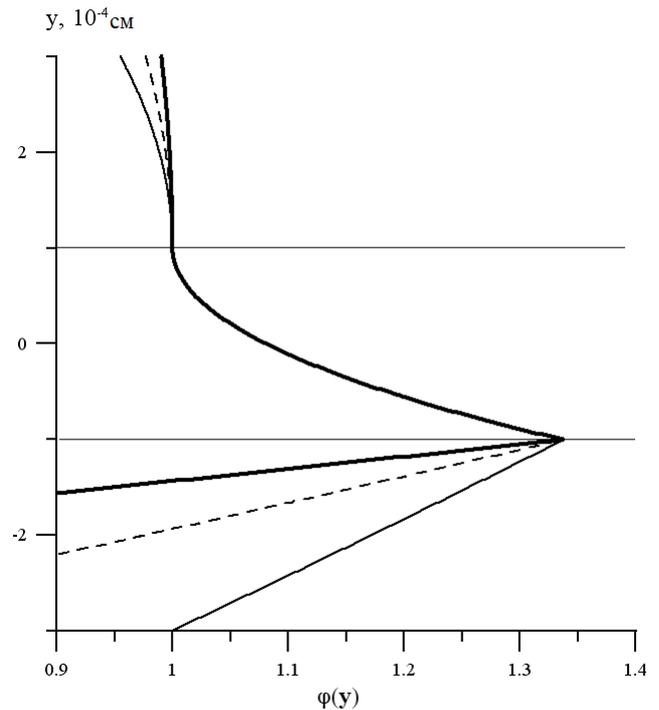


Рис. 5. Профиль распределения магнитного поля ЩМСВ высокочастотной ветви спектра рис. 3 при $k = 0.4 \cdot 10^5$ см $^{-1}$, $h = 10^{-5}$ см для ряда значений скорости ОПП: штриховая линия – $V = 0$, тонкая сплошная линия – $V = 0.1c_t$, утолщенная линия – $V = -0.1c_t$

ложенной антенной происходит увеличение частоты, если направление фазовой скорости МСВ и направление ОПП противоположны. Таким образом, эффект Доплера в щелевой структуре с продольным намагничиванием сред для обеих мод является нормальным.

Отметим, что результирующий доплеровский сдвиг на два порядка выше, чем для электромагнитной волны той же самой частоты. Указанная «сверхчувствительность» магнитостатических волн к движению приемного устройства или самого активного кристалла, вытекающая из малости скорости распространения магнитостатических волн по сравнению с электромагнитными волнами, напрашивается на практическое использование в устройствах, частотный выход которых совмещен с ОПП.

4. Профили распределения магнитного поля в щелевой структуре двух ферромагнитных кристаллов при ОПП

Для расчета профиля распределения величины магнитного потенциала в такой щелевой структуре воспользуемся системой алгебраических уравнений, полученной ранее для вывода дисперсионного соотношения (6). Затем, отбирая любые 3 из 4 уравнений системы и принимая

одну из амплитуд (например, F_1') за единицу, можем выразить через нее все остальные амплитуды. Далее, подставляя полученные выражения в (3), с учетом решений уравнения (6) находим искомые профили полей ЩМСВ распространяющихся в такой структуре. Рассчитанные так профили распределения величины магнитного потенциала для высокочастотной и низкочастотной моды показаны на рис. 4, 5. **Расчеты проведены** для частот и волновых чисел (показаны тонкими линиями 1, 2, 3 на спектре рис. 3).

Из картины профилей рис. 4, 5 видно, что низкочастотной и высокочастотной моде не соответствует симметричному или антисимметричному распределению магнитного поля в зазоре двух ферромагнетиков. Модификация профиля низкочастотной моды вследствие ОПП аналогична модификации профиля высокочастотной моды (см. рис. 5), **но происходит в настолько** малых масштабах изменения амплитуд, что изменения профиля низкочастотной моды под влиянием ОПП практически не ощущаются вплоть до скоростей V порядка скорости звука в ферромагнетике. Поэтому на рис. 4 графики профиля низкочастотной моды показаны для разных значений волнового числа без учета влияния ОПП. Как видно из рис. 4, увеличение k приводит к увеличению амплитуды потенциала профиля низкочастотной моды ЩМСВ в зазоре. Причем для k^* , когда происходит резкое изменение типа дисперсии низкочастотной моды, вид профиля волны остается аналогичным профилю любого другого диапазона волновых чисел.

На рис. 5 тонкими штриховыми кривыми показаны профили магнитного поля высокочастотной моды для статичного случая $V = 0$, тонкими сплошными кривыми – профили для скорости ОПП $V = 0.1c_t$, а утолщенными сплошными кривыми – профили, соответствующие скорости ОПП $V = -0.1c_t$. Расчет профилей произведен для волнового числа, соответствующего линии 1 на рис. 3. **Для волновых чисел, соответствующих** линиям 2, 3 на спектре рис. 3, картина профилей аналогична. Отличие заключается в заметном увеличении амплитуд магнитного потенциала при возрастании волнового числа. Видно, что профиль высокочастотной моды, в отличие от профиля МСВ низкочастотной моды, сильно зависит от величины и знака скорости ОПП. Примечательно, что профиль магнитного поля в диэлектрическом зазоре практически не меняет своего вида при учете ОПП, а сильные

изменения магнитного поля под влиянием ОПП происходят именно в движущемся кристалле.

Заключение

Проанализировано влияние ОПП на спектральные свойства щелевой МСВ в зазоре двух ферромагнитных пленок с продольной намагниченностью. Показано, что для высокочастотной и низкочастотной моды щелевой МСВ эффект Доплера из-за движения одного из кристаллов нормальный. Проведены численные оценки эффектов ОПП кристаллов, показывающие высокую «чувствительность» спектральных характеристик щелевых МСВ к движению одного из кристаллов щелевой структуры. Так, например, результирующий доплеровский сдвиг на два порядка больше, чем для электромагнитной волны той же самой частоты. Эту «чувствительность» магнитостатических волн к движению приемного устройства или самого активного кристалла целесообразно использовать в устройствах, сочетающих ОПП с обработкой сигнальной информации. Рассмотренные эффекты ОПП активных кристаллов могут быть полезны и при конструировании микромеханических устройств, датчиков скорости/ускорения и перемещения.

Список литературы

1. Кайбичев И.А., Шавров В.Г. Щелевые магнитостатические волны в ферромагнетиках с противоположным направлением намагниченности // РЭ. 1993. № 10. С. 1816–1814.
2. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. Новые типы безобменных спиновых поверхностных волн на границе двух ферромагнетиков // ФТТ. 1979. Т. 21. № 5. С. 1549–1551.
3. Observation of an inverse Doppler shift from left-handed dipolar spin waves / D.D. Stancil [et al.] // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. P. 060404-1–060404-4.
4. Игнатов Ю.А., Климов А.А., Никитов С.А. Аномальный эффект Доплера при распространении магнитостатических волн в ферромагнитных пленках и в структурах феррит-диэлектрик-металл // РЭ. 2010. Т. 55. № 4. С. 480–487.
5. Reed E.J., Soljacic M., Jannopoulos J.D. Reversed Doppler effect in photonic crystals // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. № 13. P. 133901–133908.
6. Anomalous Doppler effects in phononic band gaps / X. Hu [et al.] // Phys. Rev. E. 2006. Vol. 73. № 1. P. 015602–0156615.
7. Гуляев Ю.В., Марышев С.Н., Шевяхов Н.С. Электрозвуковая волна в зазоре пьезоэлектрической пары с относительным продольным перемещением // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 20. С. 18–26.

8. Вилков Е.А., Моисеев А.В. Щелевые магнитостатические волны в зазоре ферромагнитных кристаллов с относительным продольным перемещением // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 6. С. 138–140.
9. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
10. Вилков Е.А. Магнитостатические поверхностные волны на движущейся границе феррогранатового кристалла // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. № 20. С. 28–33.
11. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемто-секундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 241 с.

Magnetostatic waves in the gap between two ferromagnetic with longitudinal magnetizations that move relative to each other

E.A. Vilkov, A.V. Moissev, N.S. Shevjachov

The propagation of a magnetostatic gap wave in a gap between two ferromagnetic with opposite longitudinal magnetizations is considered under the conditions for relative longitudinal displacement. It is shown that the view of dispersive dependences of a high-frequency and low-frequency modes of magnetostatic gap waves is considerably modified because of displacement of one of a crystals. At the same time the magnetic field of high-frequency mode in the gap displays «sensitivity» to relative longitudinal displacement of a crystals.

Keywords: magnetostatic waves, ferromagnetic material, movement.

Неганов, В.А.

Физическая регуляризация некорректных задач электродинамики: линии передачи, антенны, дифракция электромагнитных волн / В.А. Неганов. – М.: «САЙНС-ПРЕСС», 2008. – 432 с., 122 ил.



ISBN 978-5-88070-161-2

УДК 537.87

ББК 32.84

Н 41

Изложены основы физической регуляризации некорректных задач электродинамики, связанной с особенностями физических и математических моделей задач (физические допущения, некорректные математические выкладки, отсутствие предельного перехода). Подход, по мнению автора, обладает большими возможностями, чем метод регуляризации Тихонова А.Н. интегральных уравнений Фредгольма первого рода, названный в книге методом математической регуляризации. Метод физической регуляризации (МФР) применен к анализу волноведущих и излучающих структур, а также задачам дифракции электромагнитных волн на некоторых телах. МФР позволил впервые корректно осуществить анализ полей в ближних зонах некоторых антенн, устранить несамосогласованное приближение Кирхгофа в задачах дифракции, установить связь поверхностной плотности тока проводимости с напряжениями электрического и магнитного полей для диполя Герца и т. п.

Для специалистов в области радиотехники и радиофизики СВЧ, электромагнитной совместимости РТС, математической теории дифракции и математического моделирования электродинамических структур самого широкого назначения. Может быть полезна преподавателям вузов, докторантам, аспирантам и студентам старших курсов соответствующих специальностей.