

Условие, при котором в ферритовой пластине возбуждается обратная спиновая волна с максимальным отношением амплитуд магнитного потенциала на противоположных поверхностях.

А.Ю. Анненков, С.В. Герус, Э.Г. Локк

Фрязинский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация: В магнитостатическом приближении получена формула для вычисления ориентации волнового вектора, при которой в касательно намагниченной ферритовой пластине возбуждается обратная спиновая волна с максимальным отношением амплитуд магнитного потенциала на противоположных поверхностях пластины.

Ключевые слова: невзаимность обратной спиновой волны, амплитуда магнитного потенциала

В касательно намагниченной ферритовой пластине могут возбуждаться и распространяться с малыми потерями обратные спиновые волны (ОСВ) [1 – 5]. В работе [1] ОСВ были описаны с использованием магнитостатического приближения, из-за чего их часто называют обратными объёмными магнитостатическими волнами. В дальнейшем многие свойства этих волн и различные устройства на их основе были исследованы и описаны в ряде монографий [2 – 5], а также в относительно недавних работах [6 – 12]. Ниже получена формула для вычисления ориентации волнового вектора, при которой в касательно намагниченной ферритовой пластине возбуждается ОСВ с максимальным отношением амплитуд магнитного потенциала на противоположных поверхностях пластины, что поможет исследователям рассчитать геометрию для возбуждения максимально невзаимной ОСВ.

Рассмотрим ферритовую пластину толщиной s , окруженную полупространствами вакуума. Пластина намагничена до насыщения касательным однородным магнитным полем \mathbf{H}_0 . Используя уравнения Максвелла в магнитостатическом приближении и вводя магнитостатический потенциал Ψ по аналогии с [1], можно записать выражения для потенциалов Ψ_2 и Ψ_1 , Ψ_3 внутри и вне ферритовой пластины, а также получить дисперсионное уравнение для ОСВ [1, 8, 12]. Выражения для амплитуд потенциала $\Psi_{10} - \Psi_{30}$ в полярной системе координат имеют вид (эти выражения выведены в [13]):

$$\begin{aligned}\Psi_{10} &= [\sin(\alpha ks)(1 + v \sin \varphi) / \alpha \mu + \cos(\alpha ks)] \exp[k(s - x)] \\ \Psi_{20} &= \sin(\alpha kx)(1 + v \sin \varphi) / \alpha \mu + \cos(\alpha kx) \\ \Psi_{30} &= \exp(kx)\end{aligned}\quad (1)$$

где $\mu = 1 + \omega_M \omega_H / (\omega_H^2 - \omega^2)$ и $v = \omega_M \omega / (\omega_H^2 - \omega^2)$ – компоненты тензора магнитной проницаемости феррита, $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi \gamma M_0$, $\omega = 2\pi f$, γ – гиромагнитная постоянная, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения феррита, f – частота волны, k – модуль волнового вектора \mathbf{k} в плоскости пластины, φ – угол между волновым вектором \mathbf{k} и осью z (углы при исследовании ОСВ удобно отсчитывать от оси z , являющейся для этой волны осью коллинеарного распространения), а величина α определяется выражением

$$\alpha = \left(-(\cos^2 \varphi) / \mu - \sin^2 \varphi \right)^{1/2} \quad (2)$$

Дисперсионное уравнение ОСВ в полярной системе координат имеет вид:

$$1/\mu + \cos^2 \varphi + \mu_{\perp} \sin^2 \varphi + 2\alpha \operatorname{ctg}(\alpha ks) = 0 \quad (3)$$

где введено обозначение $\mu_{\perp} = (\mu^2 - \nu^2) / \mu$

Нормированное распределение амплитуды $\Psi_0(x)$, рассчитанное в соответствии с (1) для первой моды ОСВ при различных значениях угла φ , показано на рис. 1. При расчётах использованы те же значения параметров, что и в [8, 12]: $H_0 = 367 \text{ Э}$, $4\pi M_0 = 1870 \text{ Гс}$, $s = 82 \text{ мкм}$, $f = 2350 \text{ МГц}$.

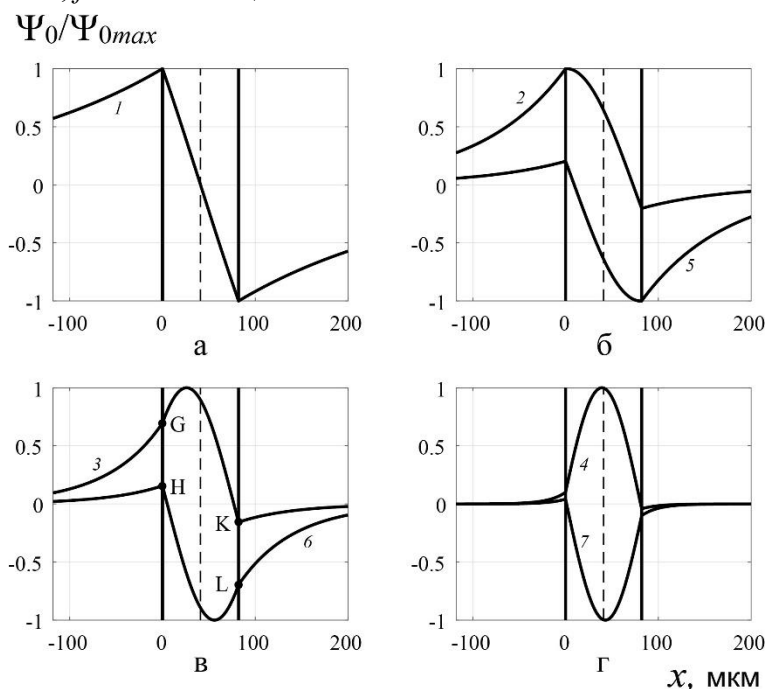


Рисунок 1. Нормированное распределение амплитуды магнитного потенциала $\Psi_0/\Psi_{0\max}$ для первой моды ОСВ вдоль оси x при различных значениях угла φ : 1 – 0° и 180° ; 2 – 21.3° и 158.7° ; 3 – 30° и 150° ; 4 – 60° и 120° ; 5 – -21.3° и -158.7° ; 6 – -30° и -150° ; 7 – -60° и -120° . Вертикальными линиями обозначены координаты поверхностей пленки $x = 0$, $x = 82 \text{ мкм}$ и середины пленки $x = 41 \text{ мкм}$ (штриховая линия).

На рис. 1 амплитуды потенциала Ψ_{20} при некоторых произвольных ориентациях волнового вектора φ и $\varphi - \pi$ обозначены точками G и H на поверхности пластины $x = 0$ и точками K и L на поверхности $x = s$ (см. кривые 3 и 6). Поскольку точки G и L , а также точки K и H центрально симметричны относительно точки $(s/2; 0)$ на рис. 1 и, следовательно, нормированные значения амплитуд Ψ_{20} в точках G и L , а также в точках K и H одинаковы, то для поверхностей $x = 0$ и $x = s$ отношение R амплитуд потенциалов двух волн, характеризующихся противоположно направленными волновыми векторами φ и $\varphi - \pi$ можно записать в виде

$$R = \frac{\Psi_{20}(G)}{\Psi_{20}(H)} = \frac{\Psi_{20}(x=0, \varphi) / \Psi_{0\max}(\varphi)}{\Psi_{20}(x=0, \varphi - \pi) / \Psi_{0\max}(\varphi - \pi)} \quad (4)$$

$$\frac{1}{R} = \frac{\Psi_{20}(K)}{\Psi_{20}(L)} = \frac{\Psi_{20}(x=s, \varphi) / \Psi_{0\max}(\varphi)}{\Psi_{20}(x=s, \varphi - \pi) / \Psi_{0\max}(\varphi - \pi)} \quad (5)$$

Исходя из выражения (1), ОСВ с ориентацией волнового вектора φ имеет следующее отношение нормированных амплитуд потенциала Ψ_{20} на поверхностях пластины $x = 0$ и $x = s$ (ниже в (6) и в (7) нормы $\Psi_{0\max}(\varphi)$ и $\Psi_{0\max}(\varphi - \pi)$ сокращаются.)

$$\frac{\Psi_{20}(G)}{\Psi_{20}(K)} = \frac{\Psi_{20}(x=0, \varphi)}{\Psi_{20}(x=s, \varphi)} = \left(\frac{1 + v \sin \varphi}{\alpha \mu} \sin(\alpha ks) + \cos(\alpha ks) \right)^{-1} \quad (6)$$

Для противоположной ориентации волнового вектора $\varphi - \pi$ отношение *нормированных* амплитуд магнитного потенциала Ψ_{20} на поверхностях ферритовой пластины $x = s$ и $x = 0$ будет равно

$$\frac{\Psi_{20}(L)}{\Psi_{20}(H)} = \frac{\Psi_{20}(x=s, \varphi - \pi)}{\Psi_{20}(x=0, \varphi - \pi)} = \frac{1 - v \sin \varphi}{\alpha \mu} \sin(\alpha ks) + \cos(\alpha ks) \quad (7)$$

Несложно показать, что разность выражений (6) и (7) равна нулю (для этого необходимо вычесть правые части выражений (6) и (7), привести их к общему знаменателю, и, находя величину $\text{ctg}(\alpha ks)$ из уравнения (3), подставить её в результирующее выражение; ввиду громоздкости мы не приводим эти выкладки.), то есть справедливы соотношения

$$\frac{\Psi_{20}(G)}{\Psi_{20}(K)} = \frac{\Psi_{20}(L)}{\Psi_{20}(H)} \quad \text{или} \quad \frac{\Psi_{20}(x=0, \varphi)}{\Psi_{20}(x=s, \varphi)} = \frac{\Psi_{20}(x=s, \varphi - \pi)}{\Psi_{20}(x=0, \varphi - \pi)} \quad (8)$$

Поделив выражения (4) и (5), с учётом соотношений (6) – (8), получим

$$R^2 = \frac{(1 - v \sin \varphi) \sin(\alpha ks) + \alpha \mu \cos(\alpha ks)}{(1 + v \sin \varphi) \sin(\alpha ks) + \alpha \mu \cos(\alpha ks)} = \frac{1 - v \sin \varphi + \alpha \mu \text{ctg}(\alpha ks)}{1 + v \sin \varphi + \alpha \mu \text{ctg}(\alpha ks)} \quad (9)$$

Находя величину $\text{ctg}(\alpha ks)$ из (3) и подставляя её в (9), получим

$$R = \sqrt{\frac{1 - \mu - 2v \sin \varphi + (\mu - \mu^2 + v^2) \sin^2 \varphi}{1 - \mu + 2v \sin \varphi + (\mu - \mu^2 + v^2) \sin^2 \varphi}} \quad (10)$$

Для нахождения угла φ_R , при котором $\partial R / \partial \varphi = 0$ продифференцируем выражение (10) по φ , и приравняем нулю числитель полученного выражения:

$$\begin{aligned} & \left[(\mu - \mu^2 + v^2) \sin \varphi_R - v \right] \left[1 - \mu + 2v \sin \varphi_R + (\mu - \mu^2 + v^2) \sin^2 \varphi_R \right] - \\ & - \left[(\mu - \mu^2 + v^2) \sin \varphi_R + v \right] \left[1 - \mu - 2v \sin \varphi_R + (\mu - \mu^2 + v^2) \sin^2 \varphi_R \right] = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

Раскрывая скобки в выражении (11) и приводя подобные, получим уравнение

$$1 - \mu - (\mu - \mu^2 + v^2) \sin^2 \varphi_R = 0 \quad (12)$$

Решениями уравнения (12) являются *четыре* угла φ_{R1} , $\varphi_{R2} = \pi - \varphi_{R1}$, $\varphi_{R3} = \varphi_{R1} - \pi$ и $\varphi_{R4} = -\varphi_{R1}$, где величину φ_{R1} , учитывая выражения для μ и v , можно записать в виде

$$\varphi_{R1} = \arcsin \sqrt{\omega_H / (\omega_H + \omega_M)} \quad \text{или} \quad \varphi_{R1} = \arccos \sqrt{\omega_M / (\omega_H + \omega_M)} \quad (13)$$

Напомним здесь, что при исследовании *поверхностной* спиновой волны *максимальный* угол отсечки волнового вектора этой волны описывает выражение

$$\varphi_{\text{отсч}}^{\text{ПСВ}}(f_{\perp}) = \pi / 2 - \arctg \sqrt{\omega_M / \omega_H} \quad (14)$$

Здесь слагаемое $\pi/2$ появилось из-за отсчёта этого угла относительно оси z (от которой отсчитываются все приведённые выше углы). Очевидно, что в силу справедливости

соотношения (см. § 2.5.2.1.7 в [15])

$$\pi/2 - \text{arctg} \sqrt{\theta} = \arccos(\theta / \sqrt{1 + \theta^2}) \quad (15)$$

углы, определяемые выражениями (13) и (14), тождественны:

$$\varphi_{R1} \equiv \varphi_{\text{отс1}}^{\text{ОСВ}}(f_{\perp}) \quad (16)$$

причём при выбранных параметрах $\varphi_{R1} = 23.9^\circ$.

Таким образом, на поверхностях ферритовой пластины $x = s$ и $x = 0$ отношение R амплитуд потенциалов *двух волн с противоположно направленными волновыми векторами* имеет экстремум при ориентации преобразователя под углами, соответствующими *максимальным углам отсечки* поверхностной волны, которые применительно к ОСВ можно называть *углами максимальной невзаимности*.

На рис. 2 приведены зависимости $R(\varphi)$, рассчитанные по формуле (10), при фиксированных значениях частоты.

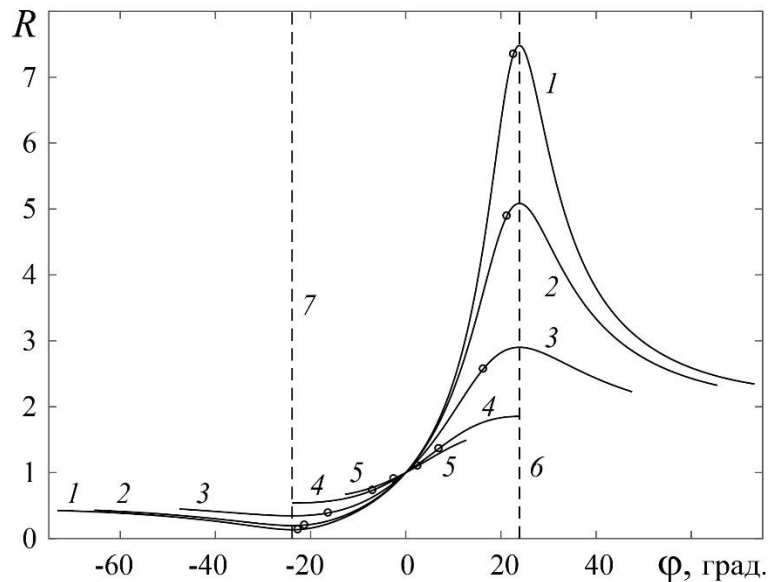


Рисунок 2. Отношение амплитуд магнитного потенциала R двух волн, характеризующихся противоположными ориентациями волновых векторов φ и $\varphi - \pi$, на поверхности $x = 0$ в зависимости от величины φ для следующих значений частоты: 1 – 2450, 2 – 2350, 3 – 2000, 4 – 1393.6, 5 – 1150 МГц. Штриховые прямые 6 и 7 соответствуют углам максимальной невзаимности $\varphi_{R1} = 23.9^\circ$ и $\varphi_{R4} = -23.9^\circ$. Кружочками на кривых отмечены значения, соответствующие углам φ_{n1} и φ_{n4} (при которых зависимость $\Psi_{20}(x)$ имеет точку экстремума на одной из поверхностей пластины) для соответствующих частот.

Для частот f , больших некоторого значения f_R , зависимости $R(\varphi)$ на рис. 2 имеют максимум при $\varphi = \varphi_{R1} = 23.9^\circ$ и минимум при $\varphi = \varphi_{R4} = -23.9^\circ$ (кривые 1 – 3). Однако, с уменьшением частоты f интервал углов, в котором существуют ОСВ, тоже уменьшается и при $f = f_R$ зависимость $R(\varphi)$ имеет экстремумы при значениях φ (кривая 4 на рис. 2), равных одновременно углам максимально невзаимного возбуждения волны φ_{R1} и φ_{R4} и *углам отсечки* ОСВ $\varphi_{\text{отс1}}^{\text{ОСВ}}$ и $\varphi_{\text{отс4}}^{\text{ОСВ}}$, которые определяются выражениями (27) – (29) в [12]. Таким образом, из условия $\varphi_{R1} = \varphi_{\text{отс1}}^{\text{ОСВ}}$ для граничной частоты f_R можно получить следующее выражение

$$\omega_R = 2\pi f_R = \omega_H \sqrt{1 + \omega_M / (\omega_H + \omega_M)} \quad (17)$$

При используемых параметрах плёнки и поля H_0 , по формуле (17) легко найти, что $f_R = 1393.6$ МГц. Для частот $f < f_R$ зависимость $R(\varphi)$ не имеет точек экстремума (кривая 5 на рис. 2) и величина R принимает наибольшее и наименьшее значения при углах φ , близких к углам отсечки ОСВ.

Кроме того, на зависимостях $R(\varphi)$ рис. 2 кружочками отмечены значения $R(\varphi_{n1})$ для углов φ_{n1} , при которых амплитуда Ψ_{20} магнитного потенциала ОСВ имеет точку экстремума на одной из поверхностей ферритовой пластины (как на рис. 1б) и, следовательно, при $\varphi = \varphi_{n1}$ ОСВ будет возбуждаться наиболее эффективно (выражения для углов φ_{n1} получены в [13, 14]). Как видно, для частот, близких к начальной частоте спектра ОСВ $f_{\perp} = \omega_{\perp} / 2\pi$, значения углов φ_{n1} и φ_{R1} почти совпадают, то есть, практически можно полагать, что на этих частотах максимально эффективно будут возбуждаться волны, характеризующиеся максимально невзаимными свойствами.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014 и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-07-00033).

Список литературы

1. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab. / J. Phys. Chem. Sol. — 1961. — Vol.19 — №3/4 — P. 308—320.
2. Вапнэ Г.М. СВЧ устройства на магнитостатических волнах. / Серия 1, Электроника СВЧ. № 8 (1060), 1984.
3. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. / Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993.
4. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны / Москва, Наука, 1994.
5. Topics in Applied Physics, V. 125. Magnonics: From Fundamentals to Applications / Editors: Demokritov S.O., Slavin A.N. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2013.
6. Анненков А.Ю., Герус С.В. Распределение полей магнитостатических волн в касательно намагниченной ферромагнитной пластине. / ЖТФ — 1999. — Т.69 — №1 — С. 82—86.
7. Локк Э.Г. Дисперсия магнитостатических волн в композитной структуре феррит – решётка металлических полосок. / Радиотехника и электроника — 2003. — Т.48 – №12 – С. 1484—1494.
8. Вашковский А.В., Локк Э.Г. Свойства обратных электромагнитных волн и возникновение отрицательного отражения в ферритовых пленках. / УФН — 2006. — Т. 176 — № 4 — С. 403—414.
9. Локк Э.Г. Свойства изочастотных зависимостей и законы геометрической оптики. / УФН — 2008. — Т. 178 — № 4 — С 397—417.
10. Вашковский А.В., Локк Э.Г. О физических свойствах обратной магнитостатической волны при ее описании на основе уравнений Максвелла. / Радиотехника и электроника — 2012. — Т.57 — №5 — С. 541—549.
11. Локк Э.Г. Угловая ширина волнового пучка обратной спиновой волны, возбуждаемой линейным преобразователем в ферритовой пластине / Радиотехника и электроника — 2015. — Т.60 — №1 — С. 102—106.
12. Локк Э.Г. Углы отсечки обратной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине / Радиотехника и электроника — 2018 — Т. 63. — №8 — С. 845—851.
13. Локк Э.Г. Условие, при котором распределение амплитуды магнитного потенциала обратной спиновой волны имеет точку экстремума на одной из поверхностей ферритовой пластины / VII Всероссийская конференция «Электроника и микроэлектроника СВЧ», г. Санкт-Петербург, СПбГЭТУ, 28 – 31 мая 2018 г. Сборник статей, с. 572-576.
14. Локк Э.Г. Невзаимные свойства обратных спиновых волн / Радиотехника и электроника — 2020. — Т. 65 — в печати.
15. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике / М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986 -544с.