

УДК 548 537.611.46

СПЕКТР МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН ДЛЯ ДВУХ ПЛЕНОК ФЕРРИТА ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ ПОДМАГНИЧИВАНИИ

А. С. Берегов, В. Г. Обламский

Проведен анализ дисперсионных характеристик поверхностных и объемных магнитостатических волн (МСВ) для двух ферромагнитных пленок при произвольном направлении внешнего магнитного поля. Получены предельные частоты для всех типов МСВ, исследован спектр объемных МСВ.

Теоретические и экспериментальные исследования свойств поверхностных и объемных магнитостатических волн (П и ОМСВ), возбуждаемых в структурах с ферромагнитными слоями, проводились рядом авторов [1-6]. Предполагается, что для управления характеристиками будущих СВЧ приборов на МСВ будут широко использоваться многослойные структуры с различными параметрами составляющих компонентов [3, 4].

Целью данной работы является анализ спектра МСВ для двух плоских неограниченных слоев феррита с толщинами F_1 и F_2 , расположенных в свободном пространстве на расстоянии D друг от друга при произвольном направлении подмагничивающего поля. Нормаль к поверхности слоев направлена вдоль оси z , с которой векторы внешнего и внутренних (в ферритовых пленках 1, 2) постоянных магнитных полей H_e , H_{01} , H_{02} составляют углы β , ϑ_1 , ϑ_2 . Нижняя (верхняя) поверхность первого (второго) феррита совпадает с плоскостью $z = 0$ ($z = F_1 + D + F_2$). Проекции векторов полей на плоскость xOy , параллельную поверхностям слоев, составляют с осью x угол φ . В случае изотропных ферромагнетиков и однородных внутренних полей справедливы следующие соотношения:

$$H_e \sin \beta = H_{0J} \sin \vartheta_J, \quad H_e \cos \beta = (H_{0J} + 4\pi M_{0J}) \cos \vartheta_J, \quad (1)$$

где $J = 1, 2$ — номер ферритового слоя, $4\pi M_{0J}$ — намагниченность насыщения. Исследуя спектр МСВ, удобно задавать поле H_{01} , находя H_e и H_{02} из (1)

Компоненты тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ для изотропного ферромагнетика без учета обмена получены из уравнения движения намагниченности [7], причем $\mu_{JI} = \mu_{JI}^* = \mu'_{JI} + i\mu''_{JI}$:

$$\mu_{J_{yy}^{xx}} = \left(\Delta_J - \Omega_H M_J H_J + \Omega_H \sin^2 \vartheta_1 \left\{ \frac{\cos^2 \varphi}{\sin^2 \varphi} \right\} M_J / H_J \right) / \Delta_J,$$

$$\mu_{J_{zz}} = (\Delta_J - (M_J / H_J) \Omega_H \sin^2 \vartheta_1) / \Delta_J, \quad \mu_{J_{xy}} = (\Omega_H \sin^2 \vartheta_1 \times \\ \times \sin \varphi \cos \varphi M_J / H_J + i \Omega \cos \vartheta_1 M_J / B_J) / \Delta_J,$$

$$\mu_{J_{yz}^{xz}} = \left(\Omega_H \sin \vartheta_1 \cos \vartheta_1 \left\{ \frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \right\} M_J / B_J \mp i \Omega \sin \vartheta_1 \left\{ \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \right\} M_J / H_J \right) / \Delta_J,$$

где $H_J = H_{0J} / H_{01}$, $M_J = M_{0J} / M_{01}$, $B_J = (H_{0J} + 4\pi M_{0J}) / (H_{01} + 4\pi M_{01})$,

$$\Delta_J = \Omega^2 - \Omega_H^2 H_J^2, \quad \Omega_H = H_{01}/4\pi M_{01}, \quad \Omega = \omega/|\gamma| 4\pi M_{01},$$

γ — магнитомеханическое отношение. В свободном пространстве $\mu_{ij} = \delta_{ij}$ — символ Кронекера.

Решая уравнения Максвелла в магнитоэлектростатическом (МС) приближении, $\text{rot } \mathbf{h} = 0$, $\text{div } \mathbf{b} = 0$, получим волновое уравнение для МС потенциала ψ_J , где $\mathbf{h} = -\text{grad } \psi_J$:

$$\mu_{Jij} \partial^2 \psi_J / \partial x_i \partial x_j = 0. \quad (2)$$

Задавая ψ_J в виде волны, однородной по координате x и бегущей вдоль оси y , $\psi_J = [A_J \exp(i\Lambda_J z) + B_J \exp(-i\Lambda_J z)] \exp(iky)$, и подставляя ψ_J в (2), найдем вид поперечных чисел Λ_J^{\mp} :

$$\Lambda_J^{\mp} = \Lambda_J \mp b_J, \quad (3)$$

где $\Lambda_J^2 = b_J^2 + c_J$, $b_J = k\mu'_{Jyz}/\mu_{Jzz}$, $c_J = -k^2\mu_{Jyy}/\mu_{Jzz}$, \mathbf{k} — волновой вектор. Используя стандартную методику [3-6], получим дисперсионное уравнение для МСВ, существующих в данной структуре:

$$P_1^+ P_2^- - R_1 R_2 \exp(2|k|D) = 0, \quad (4)$$

где

$$R_J = k^2 (1 - \mu_{Jzy}^2) + 2|k| \text{ctg}(\Lambda_J F_J) \mu_{Jzz} \Lambda_J - \mu_{Jzz}^2 \Lambda_J^2,$$

$$P_J^{\pm} = k^2 (1 \pm s\mu_{Jzy}^2) + \mu_{Jzz}^2 \Lambda_J^2, \quad s = k/|k| = \pm 1.$$

При соответствующих параметрах (4) совпадает с дисперсионным уравнением, полученным в [1, 2, 4, 5]. Заметим, что в структуре с двумя слоями феррита при $F_J \neq \infty$ дисперсионные характеристики $\Omega = \Omega(k)$ для МСВ, бегущих в одном направлении, состоят из двух семейств, предельные характеристики которых, помеченные в данной работе индексом $J=1, 2$, зависят (кроме случая $D=0$ при $|k| \rightarrow \infty$) от параметров соответствующего ферромагнетика 1, 2 [3, 4].

Исследуя (3), отметим, что МСВ любого семейства могут иметь в слое J объемный ($\Lambda_J = \Lambda_J'$), поверхностный ($\Lambda_J = i\Lambda_J''$, $b_J = 0$) или поверхностно-объемный ($\Lambda_J = i\Lambda_J''$, $b_J \neq 0$) характер. Не усложняя терминологию, оба последних вида волн будем называть поверхностными (чистые типы ПМСВ существуют в случае $b_J=0$ при $\varphi=0$ или $\vartheta_1 = \pi/2$). МСВ данной частоты Ω имеют в слое J объемный характер, если справедливо неравенство

$$\Omega_{J\vartheta\varphi} < \Omega < \Omega_{J\perp}, \quad (5)$$

где $\Omega_{J\perp}^2 = \Omega_H^2 H_J^2 + \Omega_H M_J H_J$, $\Omega_{J\vartheta\varphi}^2 = \Omega_H^2 H_J^2 + \Omega_H \sin^2 \vartheta_1 \cos^2 \varphi M_J / H_J$, и поверхностный характер при невыполнении (5). При произвольном H_0 и $M_2 \neq 1$ ветвь одного из семейств может иметь разный характер в ферритах 1 и 2, а поэтому, для определенности, будем называть волны семейства J ОМСВ (ПМСВ), если для слоя J выполняется (не выполняется) неравенство (5).

Анализируя (4), можно получить для каждого семейства при $k \rightarrow 0$ предельную частоту $\Omega_{JL} = (\Omega_H^2 H_J^2 + \Omega_H \sin^2 \vartheta_1 M_J / H_J)^{1/2}$. Если в спектре есть О и ПМСВ, причем $\Omega_{JL} < \Omega_{J\perp}$, то при $\Omega = \Omega_{J\perp}$ основная мода прямой ОМСВ с $m=0$ перейдет в ПМСВ (для ОМСВ семейства J в слое J справедливо $\Lambda_J F_J \in [m\pi; (m+1)\pi]$, где $m=0, 1, 2, \dots$). При $|k| \rightarrow \infty$ для ПМСВ, локализованных вблизи поверхности феррит-воздух, из (4) может быть определена предельная частота

$$\Omega_{JRS} = ((M_J/H_J + \Omega_H) \sin^2 \vartheta_1 \cos^2 \varphi + \Omega_H H_J^2) / 2 \sin \vartheta_1 \cos \varphi,$$

причем ПМСВ существуют при ограниченных положениях H_e : $H_e^3 \Omega_H / (M_J + H_J \Omega_H) \leq \sin^2 \vartheta_1 \cos^2 \varphi \leq H_e^2$. При контакте двух ферритов ($D = 0$) для ПМСВ с $s = \pm 1$, бегущих вдоль границы раздела пленок, предельные частоты при $|k| \rightarrow \infty$ являются корнями уравнения:

$$\Delta_1 \Delta_2 H_2 \sum_{J=1}^2 [(\Omega^2 - \Omega_{J\perp}^2)(\Omega^2 - \Omega_{J\vartheta\varphi}^2) / \Delta_J]^{1/2} = s \Omega \sin \vartheta_1 \cos \varphi.$$

Из (4) при $|k| \rightarrow \infty$ получим предельные частоты для прямых и обратных ОМСВ соответственно: $\Omega_{JRF} = \Omega_{J\perp}$, $\Omega_{JRB} = \Omega_{J\vartheta\varphi}$. Из дисперсионного уравнения видно, что спектр МСВ становится вырожденным по s для трех случаев: 1) $\varphi = \pi/2$; 2) $\vartheta_1 = 0$; 3) $M_2 = 1$; $F_1 = F_2$.

Численное решение (4) с учетом (1) дает возможность построить семейства дисперсионных характеристик для всех типов МСВ. Следует учесть трудности идентификации экспериментально снятого спектра, если в некоторой области частот происходит вырождение дисперсионных характеристик обоих семейств. Однако этого можно избежать соответствующим выбором H_e и параметров структуры при $M_{01} \neq M_{02}$.

В случае $\vartheta_1 = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ для обратных ОМСВ полностью сместить семейства 1 и 2 друг относительно друга не удастся, так как $\Omega_{JRB} = \Omega_H$, однако при вращении H_e в плоскости $\beta = \vartheta_1 = \pi/2$ частотное вырождение может быть устранено. На рис. 1 представлены спектры обратных ОМСВ, построенные при $\vartheta_1 = \pi/2$, $\varphi = \pi/4$, $F_1 = F_2 = D$, $\Omega_H = 5,71$, $\xi = |k|F_1$. Сплошные и штриховые линии соответствуют $M_2 = 0,5$; 2. Линии 1, 2 (1', 2') соответствуют моде с $m = 0$ ($m = 1$) семейства 1, 2. Анализ предельных частот показывает, что при $\varphi \neq 0, \pi/2$ семейство 2 сдвигается выше (ниже) семейства 1 при $M_2 \geq 1/\cos^2 \varphi$ ($M_2 < \cos^2 \varphi$).

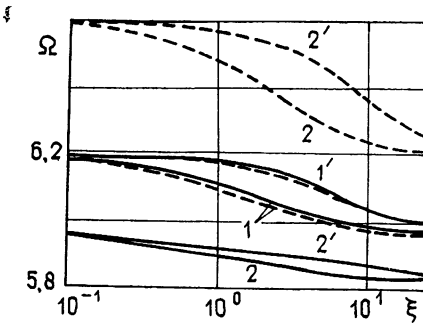


Рис. 1.

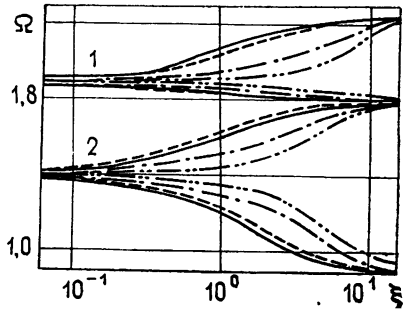


Рис. 2.

Интересно исследовать спектр при вращении H_e в полуплоскости $\varphi = \pi/2$, так как в этом случае представлены сразу оба типа ОМСВ. На рис. 2 показаны спектры ОМСВ, соответствующие $\vartheta_1 = 0,349$, $F_1 = F_2$, $M_2 = 2,72$, $\Omega_H = 1,81$, $\Omega_{He} = H_e / 4\pi M_{01} = 2,71$, $\beta = 0,23$. Непрерывные, штриховые с одной точкой и штриховые с двумя точками линии соответствуют $m = 0, 1, 2$ при $D = 0$. Штриховые линии — $m = 0$ при $D = 20 F_1$. Линии 1, 2 соответствуют семействам 1, 2. Смещение семейства 2 вниз от семейства 1 можно выполнить, задав $H_2 < 1$ и $\vartheta_1 < \arcsin(H_2 / (1 + H_2^2)^{1/2})$ и выбрав $M_2 \geq \cos \vartheta_1 (1 - H_2^2) / ((1 - \sin^2 \vartheta_1 \times H_2^{-2})^{1/2} - H_2 \cos \vartheta_1)$. Заметим, что для каждого семейства J ОМСВ с $\Omega_{JRB} < \Omega < \Omega_{JL}$ являются обратными, а с $\Omega_{JL} < \Omega < \Omega_{JRF}$ — прямыми, и в эксперименте при разориентации оси z и H_e могут наблюдаться четыре группы ОМСВ.

Таким образом, данный анализ показал эффективное влияние параметров структуры и направления внешнего магнитного поля на спектр МСВ. Применение структуры с двумя пленками в будущих приборах на МСВ позволит реализовать более гибкое управление характеристиками волн и расширить частотный диапазон по сравнению с однопленочной структурой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wolfram T.— J. Appl. Phys., 1970, 41, № 11, p. 4748.
2. Pfeiffer H.— Phys. Stat. Sol., 1973, A19, № 1, p. K85.
3. Ganguly A. K., Vittoria C.— J. Appl. Phys., 1974, 45, № 10, p. 4665.
4. Беспятых Ю. И., Зубков В. И.— ЖТФ, 1976, 45, № 11, с. 2386.
5. Okamoto N.— Tr. Inst. El. Comm. Eng. Jap., 1977, B60, № 3, p. 181.
6. Глущенко А. Г.— Изв вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 3, с. 358.
7. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках.— М.: Наука, 1973.

Киевский политехнический
институт

Поступила в редакцию
8 января 1982 г.

THE SPECTRUM OF MAGNETOSTATIC WAVES FOR TWO FILMS OF FERRITE AT THE ARBITRARY MAGNETIZATION

A. S. Beregov, V. G. Oblamskij

An analysis is carried out for the dispersion characteristics of surface and volume magnetostatic waves (MSW) for two ferromagnetic films at the arbitrary direction of the external magnetic field. Limiting frequencies have been obtained for all types of MSW, the spectrum of volume MSW has been studied.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Пиблс П. Структура Вселенной в больших масштабах: Пер. с англ.— М.: Мир, 1983.— 21 л., ил.

Автор, профессор Принстонского университета (США), посвятил книгу одной из ведущих проблем современной космологии — изучению крупномасштабной структуры Вселенной на основе наблюдений галактик и их скоплений. Рассмотрены поведение и устойчивость движений вещества в ньютоновском и гидродинамическом приближении, статистический анализ наблюдений, исследования процессов сгущивания и гравитационной неустойчивости, современные теории образования крупномасштабной структуры Вселенной, галактики и их скопления.

Для астрономов, физиков, математиков, механиков — как специалистов, так и студентов старших курсов, интересующихся проблемами космологии.

Полярная верхняя атмосфера: Пер. с англ./Под ред. Ч. Дира, Я. Холтета.— М.: Мир, 1983.— 32 л., ил.

В книге рассмотрены результаты последних (в том числе ракетных исследований) нейтрального и ионного состава высокоширотных слоев E и F , их динамика, наблюдения различных эмиссий, электрических полей и токов, волн и частиц. Большое внимание уделено практическим приложениям для радиосвязи в высоких широтах и прогнозов состояния ионосферы.

Для специалистов в области солнечно-земных связей, физики атмосферы и ионосферы, дальней и космической связи.
