

УДК 537.6

ЗАТУХАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СВЯЗАННЫХ ФЕРРИТОВЫХ ПЛАСТИНАХ

И. В. Рахмелевич

Решено дисперсионное уравнение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в связанных ферритовых пластинах с учетом магнитных потерь. Рассчитаны частотные зависимости постоянных распространения и затухания (ПР и ПЗ) ПМСВ в системе одинаковых пластин, а также в случаях, когда намагниченности ферритов и внешние магнитные поля различны. Исследован относительный вклад каждого из ферритовых слоев в результирующее затухание ПМСВ и проанализирована его связь с перечным распределением и поляризацией магнитного поля.

В последние годы исследование поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в структурах, содержащих два и более ферритовых слоев с различными параметрами, приобретает большой научный и практический интерес, связанный с широкими возможностями управления параметрами таких структур и создания ряда устройств СВЧ на их основе (фильтры, линии задержки). Этой проблематике посвящено большое число работ [1-7], в которых изучены дисперсионные характеристики ПМСВ. Однако особенности затухания ПМСВ в многослойных ферритовых структурах, связанного с наличием потерь в ферритах, до сих пор не исследованы. Решение этого вопроса является целью настоящей работы.

1. Рассмотрим систему двух намагниченных до насыщения ферритовых пластин (рис. 1), разделенных зазором шириной d ; j -й феррит ($j=1, 2$) характеризуется тензором магнитной проницаемости:

$$\hat{\mu}_j = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_j & i\mu_{aj} \\ 0 & -i\mu_{aj} & \mu_j \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где μ_j , μ_{aj} выражаются через $\omega_j = \gamma H_j$, $\omega_m = 4\pi\gamma M_j$, $\Delta\omega_j = \gamma\Delta H_j$ по известным формулам [8] (H_j — постоянное внешнее магнитное поле

в j -м феррите, M_j , ΔH_j — намагниченность и ширина резонансной кривой j -го феррита, γ — магнитомеханическое отношение). Дисперсионное уравнение ПМСВ, распространяющихся в направлении оси z перпендикулярно внешнему магнитному полю [3, 6] (зависимость поля ПМСВ от времени t и продольной координаты z $e^{i(\omega t - \Gamma z)}$), запишем в виде

$$(1+Z_1t_0)(Z_2+t_0) + (1+Z_2t_0)(Z_1+t_0) = 0, \quad (2)$$

$$t_0 = \operatorname{th}(\tilde{\Gamma}D/2), \quad Z_j = [s + \mu_{\perp j} \operatorname{th}(\tilde{\Gamma}B_j) (1 \mp s\mu_{aj}/(\mu_j\mu_{\perp j}))] \times \\ \times [1 + \operatorname{th}(\tilde{\Gamma}B_j) (s \pm \mu_{aj})/\mu_j]^{-1}$$

(верхние зна^кки берутся при $j=1$, нижние при $j=2$), $D=kd$, $B_j=kb_j$, $\tilde{\Gamma}=\Gamma/k$ — комплексная постоянная распространения (ПР) ПМСВ, нормированная на волновое число в вакууме, $k=\omega/c$, $s=\text{sign}(\text{Re } \tilde{\Gamma})$, $\mu_{\perp j}=\mu_j - \mu_{aj}^2/\mu_j$. Ниже всюду рассматриваются характеристики ПМСВ только в полосе пропускания, т. е. только на тех частотах, на которых ПМСВ распространяются без затухания при отсутствии потерь в системе.

2. В результате численного решения уравнения (2) были рассчитаны частотные зависимости нормированных ПР $\tilde{\Gamma}' = \text{Re } \tilde{\Gamma}$ и нормированных постоянных затухания (ПЗ) $\tilde{\Gamma}'' = -\text{Im } \tilde{\Gamma}$ для двух мод ПМСВ в системе одинаковых пластин при различных значениях ширины зазора между ними ($\omega_{H2} = \omega_{H1} \equiv \omega_H$, $\omega_{M2}/\omega_H = \omega_{M1}/\omega_H = 0,8$, $\Delta\omega_{H2}/\omega_H = \Delta\omega_{H1}/\omega_H = 2 \cdot 10^{-4}$, $k_H b_1 = 2,09 \cdot 10^{-4}$, $b_2/b_1 = 1$, здесь $k_H = \omega_H/c$), графики этих зависимостей — на рис. 2а, б. Штрихпунктирными линиями показаны зависимости $\tilde{\Gamma}'$, $\tilde{\Gamma}''$ от ω/ω_H для ПМСВ в одиночной пластине толщиной b_1 ($d/b_1 = \infty$) и соответствующие зависимости для одиночной пластины толщиной $2b_1$ ($d/b_1 = 0$). Как известно [3, 5], поле одного из двух типов мод, распространяющихся в такой системе, локализовано преимущественно вблизи внешней границы одной из пластин (внешняя мода), поле другого — вблизи внутренней границы (внутренняя мода).

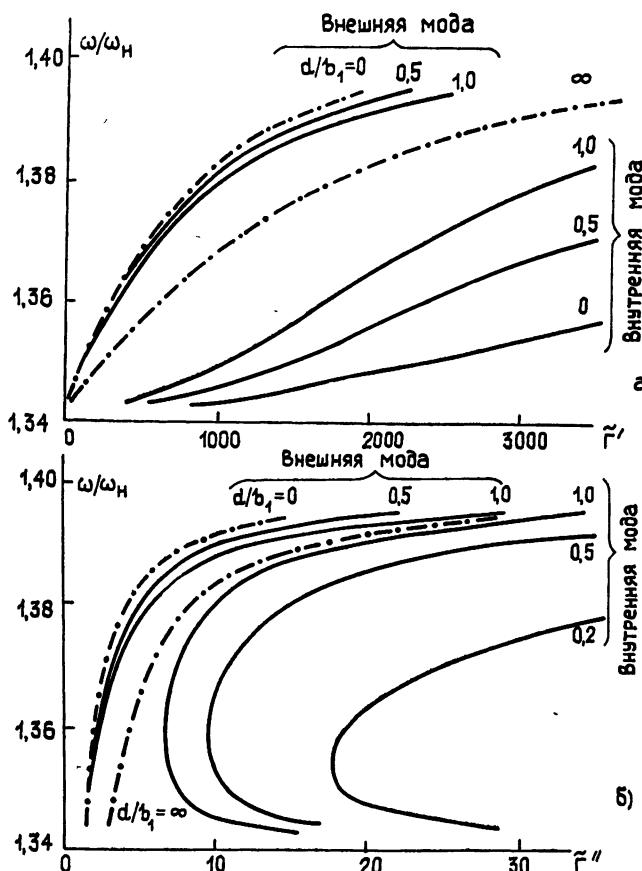


Рис. 2.

Из рис. 2 следует:

а) С уменьшением d/b_1 ПЗ внешней моды уменьшается, а ПЗ внут-

режней моды увеличивается. Это связано с увеличением групповой скорости $v_{gr} = d\omega/d(\Re \Gamma)$ внешней моды и уменьшением групповой скорости внутренней моды с увеличением степени связи между пластины. При $d/b_1 = 0$ внешняя мода переходит в ПМСВ, распространяющуюся вдоль одиночной пластины толщиной $2b_1$, а внутренняя мода не существует, поэтому $\tilde{\Gamma}'$, $\tilde{\Gamma}''$ внешней моды при $d/b_1 \rightarrow 0$ стремятся к соответствующим величинам для упомянутой выше ПМСВ, для внутренней моды при $d/b_1 \rightarrow 0$ $\tilde{\Gamma}'$, $\tilde{\Gamma}'' \rightarrow \infty$.

б) Качественный характер частотных зависимостей затухания внешней и внутренней мод различен: ПЗ внешней моды с увеличением частоты от $\omega_{\perp} = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$ до $\omega^{(e)} = \omega_H + \omega_M/2$ монотонно увеличивается, а ПЗ внутренней моды имеет характерный минимум внутри этого частотного интервала. Это объясняется тем, что v_{gr} внешней моды монотонно убывает с частотой при $\omega_{\perp} < \omega < \omega^{(e)}$, а v_{gr} внутренней моды имеет в этом интервале максимум.

3. В случае двух примыкающих друг к другу ферритовых пластин равной толщины ($d=0$, $b_2=b_1=b$) уравнение (2) решается аналитически путем сведения к квадратному уравнению относительно $\xi = \operatorname{th}(\tilde{\Gamma}B)$:

$$\tilde{A}\xi^2 + \tilde{B}\xi + \tilde{C} = 0; \quad (3a)$$

$$\tilde{A} = (\mu_1\mu_{\perp 1} - s\mu_{\alpha 1})(s - \mu_{\alpha 2}) + (\mu_2\mu_{\perp 2} + s\mu_{\alpha 2})(s + \mu_{\alpha 1}), \quad (3b)$$

$$\tilde{B} = (\mu_1 + \mu_2)(1 + \mu_1\mu_2) - (\mu_{\alpha 2}^2\mu_2 + \mu_{\alpha 1}^2\mu_1), \quad \tilde{C} = 2s\mu_1\mu_2.$$

На рис. 3а, б приведены частотные зависимости ПР и ПЗ ПМСВ в системе двух пластин с разной намагниченностью, рассчитанные с помощью уравнения (3а) ($\omega_{H2} = \omega_{H1} = \omega_H$, $\omega_M/\omega_H = 0,8$, $\omega_{M2}/\omega_H = 0,76$, $k_H b = 2,09 \cdot 10^{-4}$, $b_2 = b_1 = b$, $d/b = 0$), на вставках I и II показаны в увеличенном масштабе участки кривых $\tilde{\Gamma}''(\omega/\omega_H)$, соответствующие выделенным на рис. 3а участкам дисперсионных характеристик. ПМСВ, распространяющиеся в такой системе, имеют следующие предельные частоты (частоты, на которых в отсутствие потерь $\tilde{\Gamma}' = \pm\infty$) [7]:

$$\omega_{1,2}^{(e)} = \omega_H + \omega_{M1,2}/2, \quad \omega_1^{(i)} = (\sqrt{\omega_{M-}^2 + 8\Omega_{\perp}^2} - \omega_{M-})/4, \quad (4)$$

$$\omega_2^{(i)} = (\sqrt{\omega_{M-}^2 + 8\Omega_{\perp}^2} + \omega_{M-})/4,$$

где $\omega_{M-} = \omega_{M2} - \omega_{M1}$, $\Omega_{\perp}^2 = \omega_{\perp 1}^2 + \omega_{\perp 2}^2$, $\omega_{\perp j}$ — частота поперечного ферромагнитного резонанса (ПФМР) j -го феррита. Заметим, что в отсутствие потерь $\tilde{\Gamma}' \rightarrow +\infty$ при $\omega \rightarrow \omega_1^{(i)}$, $\omega \rightarrow \omega_2^{(i)}$; $\tilde{\Gamma}' \rightarrow -\infty$ при $\omega \rightarrow \omega_1^{(i)}$, $\omega \rightarrow \omega_2^{(i)}$. В отсутствие потерь групповая скорость ПМСВ равна нулю на частотах $\omega_j^{(e)}$, $\omega_j^{(i)}$ ($j = 1, 2$), а также на частотах ω_A , ω_B (рис. 3а). Частота ω_A (ω_B) ограничивает сверху частотный интервал, в пределах которого при заданном $s=1$ ($s=-1$) распространяются две магнитостатические моды, обозначенные на рис. 3 как 1А, 2А (1В, 2В).

Проанализируем частотные зависимости ПЗ при различных значениях параметров потерь ферритовых слоев. Частотная зависимость ПР на рис. 3а построена для значений $\Delta\omega_{H2}/\omega_H = \Delta\omega_{H1}/\omega_H = 2 \cdot 10^{-4}$, частотные зависимости ПЗ на рис. 3б построены для значений

а) $\Delta\omega_{H1}/\omega_H = 2 \cdot 10^{-4}$, $\Delta\omega_{H2}/\omega_H = 0$ (кривая 1);

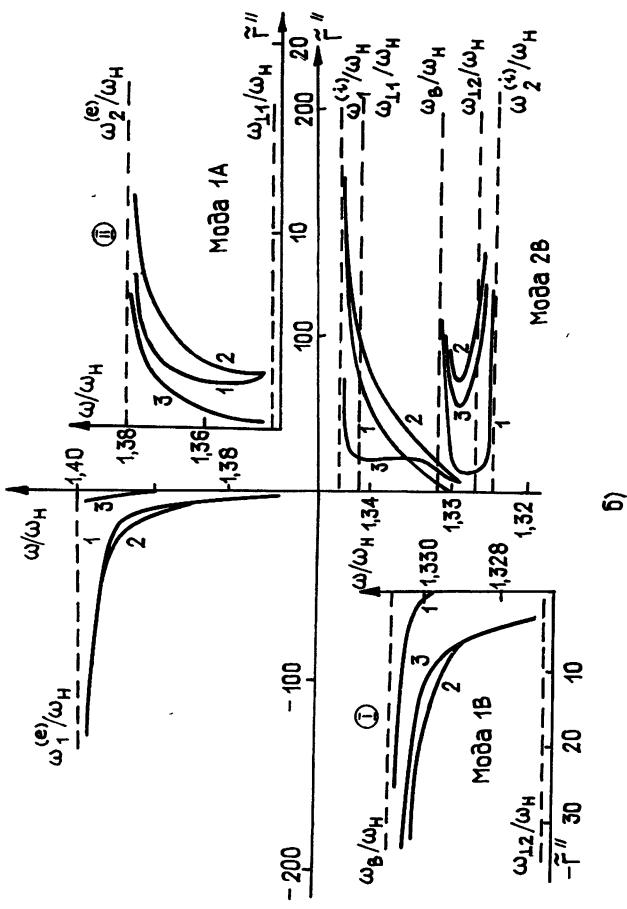
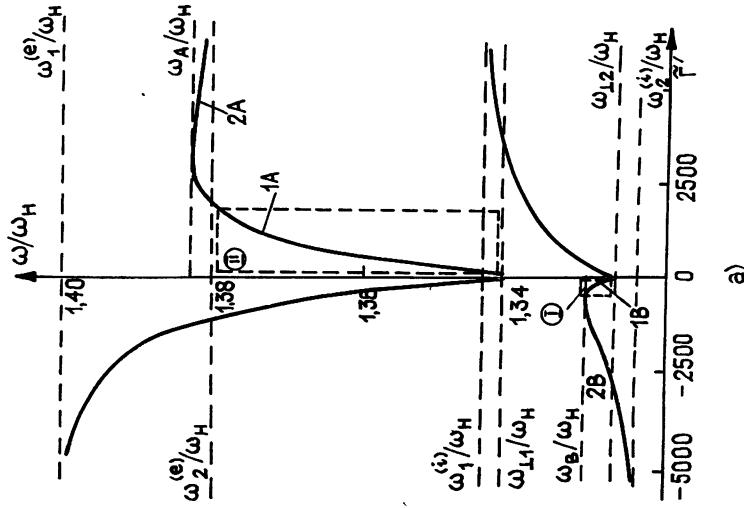


FIG. 3,

b)

a)

б) $\Delta\omega_{H1}/\omega_H = \Delta\omega_{H2}/\omega_H = 2 \cdot 10^{-4}$ (кривая 2);

в) $\Delta\omega_{H1}/\omega_H = 0, \Delta\omega_{H2}/\omega_H = 2 \cdot 10^{-4}$ (кривая 3).

Из сопоставления этих кривых следует, что затухание внутренней и внешней мод в окрестности их предельных частот $\omega_1^{(l)}, \omega_1^{(e)}$, а также длинных волн при $\omega \approx \omega_{\perp 1}$, определяется преимущественно величиной потерь в первом слое. Затухание внутренней и внешней мод вблизи их предельных частот $\omega_2^{(l)}, \omega_2^{(e)}$, а также длинных волн при $\omega \approx \omega_{\perp 2}$ определяется в основном величиной потерь во втором слое.

Вклад каждого из ферритовых слоев в затухание ПМСВ на данной частоте зависит от характера распределения магнитного поля ПМСВ по поперечной координате y и поляризации этого поля. Проанализируем влияние этих факторов в окрестности предельных частот $\omega_{1,2}^{(e)}, \omega_{1,2}^{(l)}$ и частот $\omega_{\perp 1,2}$, для чего воспользуемся выражениями для компонент магнитного поля $H_{z,y}^{(j)}$ внутри j -го ферритового слоя:

$$H_z^{(j)} = \operatorname{ch}(\Gamma y) \mp c_j \operatorname{sh}(\Gamma y), \quad H_y^{(j)} = i(\mp c_j \operatorname{ch}(\Gamma y) + \operatorname{sh}(\Gamma y)); \quad (5a)$$

$$c_j = [\operatorname{sh}(\Gamma b) + \operatorname{ch}(\Gamma b)(s \pm \mu_{\alpha j})/\mu_j] \times \\ \times [\operatorname{ch}(\Gamma b) + \operatorname{sh}(\Gamma b)(s \pm \mu_{\alpha j})/\mu_j]^{-1}. \quad (5b)$$

Верхние знаки в (5a) и (5b) берутся при $j=1$, нижние — при $j=2$. Упрощая выражения (5a), (5b) при $\omega \approx \omega_{1,2}^{(l)}$ и используя при этом неравенство $|\Gamma b| \gg 1$, получим

$$H_z^{(j)} \approx \exp(\mp s \Gamma y), \quad H_y^{(j)} \approx \mp i s \exp(\mp s \Gamma y). \quad (6a)$$

Учитывая, что для моды с предельной частотой $\omega_1^{(l)}$ $s=1$, находим при $\omega \approx \omega_1^{(l)}$

$$H_y^{(1)}/H_z^{(1)} \approx -i, \quad H_y^{(2)}/H_z^{(2)} \approx i, \quad (6b)$$

для моды $2B$ с предельной частотой $\omega_2^{(l)}$ $s=-1$, поэтому при $\omega \approx \omega_2^{(l)}$

$$H_y^{(1)}/H_z^{(1)} \approx i, \quad H_y^{(2)}/H_z^{(2)} \approx -i. \quad (6b)$$

Как видно из (6a), распределение магнитного поля волны по координате y при $\omega \approx \omega_{1,2}^{(l)}$ близко к симметричному относительно плоскости $y=0$ ($H_z(y)$ близка к четной, $H_y(y)$ — к нечетной функции). При этом поляризация поля близка к круговой в плоскости yz , а направления вращения вектора \mathbf{H} в первом и втором ферритах противоположны. Из (6b), (6b) следует, что при $\omega \approx \omega_1^{(l)}$ ($\omega \approx \omega_2^{(l)}$) направление вращения вектора \mathbf{H} в феррите 1 (2) совпадает с направлениями прецессии магнитных моментов, а направление вращения \mathbf{H} в феррите 2 (1) ему противоположно. Поэтому при $\omega \approx \omega_1^{(l)}$ ($\omega \approx \omega_2^{(l)}$) волна поглощается преимущественно в феррите 1 (2), а в феррите 2 (1) поглощается слабо. Таким образом, в окрестности предельных частот внутренних мод различный вклад первого и второго ферритов в результирующее затухание ПМСВ обусловлен не локализацией поля внутри одного из ферритов, а тем, что направление вращения вектора \mathbf{H} магнитного поля волны в первом и втором ферритах противоположны. Преимущественный вклад в затухание ПМСВ вносит тот феррит, направление вращения вектора \mathbf{H} в котором совпадает с направлением прецессии магнитных моментов.

В окрестности предельных частот внешних мод $\omega \approx \omega_{1,2}^{(e)}$, используя соотношения $(1 \pm s \mu_{\alpha 1,2})/\mu_{1,2} \approx -1$ (справедливые при малых потерях) и $|\Gamma b| \gg 1$, получим

$$H_z^{(j)} \approx e^{-\Gamma y}, \quad H_y^{(j)} \approx -ie^{-\Gamma y}. \quad (7)$$

Отсюда следует, что на частотах $\omega \approx \omega_1^{(e)}$ ($\omega \approx \omega_2^{(e)}$) поле волны сосредоточено преимущественно в феррите 1 (2), достигая максимального значения на его внешней границе $y=b$ ($y=-b$). Поляризация поля близка к круговой в плоскости yz , направления вращения вектора H в обоих ферритах одинаковы и совпадают с направлением прецессии магнитных моментов. Таким образом, в окрестности предельных частот внешних мод различный вклад ферритов 1 и 2 в результирующее затухание ПМСВ обусловлен локализацией поля внутри одного из ферритов; поляризация поля волны в обоих ферритах одинакова и не приводит к перераспределению их вкладов в затухание.

Рассмотрим распределение поля длинных волн ($|\Gamma b| \ll 1$) вблизи частот ω_{\perp} .

При $\omega \approx \omega_{\perp 1}$ и малых потерях $|\mu_1| \ll 1$, $|\mu_{\alpha 1}|$; тогда решение уравнения (3а) для длинных волн можно приближенно записать в виде

$$Gb \approx -2s\mu_1/(1-\mu_{\alpha 1}^2), \quad (8)$$

а распределение компонент поля —

$$H_z^{(1)} \approx 1 - \frac{2y/b}{1+s\mu_{\alpha 1}}, \quad H_z^{(2)} \approx 1, \quad H_y^{(j)} \approx \frac{is(1-s\mu_{\alpha j})}{\mu_j}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что при $\omega \approx \omega_{\perp 1}$ и малых потерях ($\Delta\omega_{H1}/\omega_{H1} \ll 1$) $H_y^{(1)} \gg H_y^{(2)}$, $H_z^{(j)}$. Поле волны сосредоточено в основном в феррите 1, а его поляризация близка к линейной вдоль оси y . Аналогично можно показать, что при $\omega \approx \omega_{\perp 2}$ и $\Delta\omega_{H2}/\omega_{H2} \ll 1$ поле волны локализовано преимущественно в феррите 2.

Таким образом, в окрестности частот ПФМР, как и в окрестности предельных частот внешних мод, преимущественный вклад одного из ферритов в затухание ПМСВ объясняется локализацией поля в этом феррите.

4. Уравнение (2) решается аналитически также в случае, когда толщины пластин одинаковы и равны ширине зазора между ними ($b_1=b_2=d$); в этом случае оно сводится к кубическому уравнению относительно $\xi=\text{th}(\tilde{\Gamma}B)$:

$$\tilde{A}\xi^3 + \tilde{B}\xi^2 + \tilde{C}\xi + \tilde{D} = 0; \quad (10a)$$

$$\tilde{A} = (\mu_1\mu_{\perp 1} - s\mu_{\alpha 1})(\mu_2\mu_{\perp 2} + s\mu_{\alpha 2}) + (s + \mu_{\alpha 1})(s - \mu_{\alpha 2}),$$

$$\begin{aligned} \tilde{B} = & s\{(1+\mu_1\mu_2)(\mu_1 + \mu_2) + \mu_1^2 + \mu_2^2 - (\mu_{\alpha 2} - \mu_{\alpha 1})^2 - (\mu_{\alpha 1}^2\mu_2 + \\ & + \mu_{\alpha 2}^2\mu_1)\} + (\mu_{\alpha 2} - \mu_{\alpha 1})(1 - \mu_{\alpha 1}\mu_{\alpha 2}) + \mu_{\alpha 1}\mu_2^2 - \mu_{\alpha 2}\mu_1^2. \end{aligned} \quad (10b)$$

$$\tilde{C} = \mu_1 + \mu_2 + \mu_1\mu_2(\mu_1 + \mu_2 - 2) - (\mu_{\alpha 1}^2\mu_2 + \mu_{\alpha 2}^2\mu_1), \quad \tilde{D} = 2s\mu_1\mu_2.$$

На рис. 4а, б приведены частотные зависимости ПР и ПЗ ПМСВ, рассчитанные с помощью уравнения (10а), в системе двух ферритовых пластин, у которых различны как намагниченности, так и внешние постоянные магнитные поля ($\omega_{H2}/\omega_{H1} = 1, 2$, $\omega_{M1}/\omega_{H1} = 0,8$, $\omega_{M2}/\omega_{H1} = 0,36$, $k_{H1}b_1 = 2,09 \cdot 10^{-4}$, $b_1 = b_2 = d$). Дисперсионные кривые рис. 4а построены для $\Delta\omega_{H1}/\omega_{H1} = \Delta\omega_{H2}/\omega_{H1} = 2 \cdot 10^{-4}$, что соответствует кривым 2 на рис. 4б. При данных значениях параметров выполнены неравенства $\omega_{\perp 1} < \omega_{\perp 2} < \omega_2^{(e)} < \omega_1^{(e)}$ ($\omega_j^{(e)} = \omega_{Hj} + \omega_{Mj}/2$), т. е. полоса пропускания парциальной ПМСВ слоя 2 лежит внутри полосы пропускания парциальной ПМСВ слоя 1 (частотные зависимости ПР и ПЗ парциальных ПМСВ слоев 1 и 2 при $\Delta\omega_{Hj}/\omega_{H1} = 2 \cdot 10^{-4}$ показаны на рис. 4

штрайхпүйктірінімій лініялардың обозначеңі римскими цифрами I и II соответственно). На рис. 4б представлены зависимости Γ'' (ω/ω_{H1}) для трех случаев:

- $\Delta\omega_{H1}/\omega_{H1}=2 \cdot 10^{-4}$, $\Delta\omega_{H2}/\omega_{H1}=0$ (кривая 1),
- $\Delta\omega_{H1}/\omega_{H1}=\Delta\omega_{H2}/\omega_{H1}=2 \cdot 10^{-4}$ (кривая 2),
- $\Delta\omega_{H1}/\omega_{H1}=0$, $\Delta\omega_{H2}/\omega_{H1}=2 \cdot 10^{-4}$ (кривая 3).

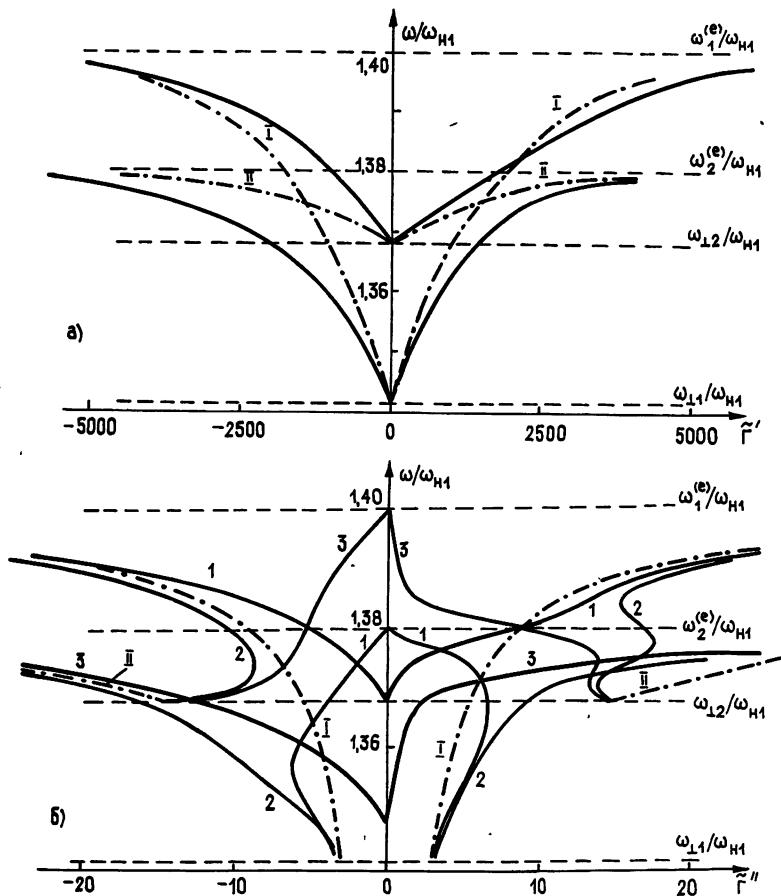


Рис. 4.

Из результатов, приведенных на рис. 4, следует

1) низкочастотная (НЧ) и высокочастотная (ВЧ) ветви ПМСВ, существующие в данной системе, имеют следующие области распространения (рис. 4а): $\omega_{11} < \omega < \omega_2^{(e)}$ для НЧ ветви, $\omega_{12} < \omega < \omega_1^{(e)}$ — для ВЧ ветви. При этом $\tilde{\Gamma}'$ НЧ ветви при $\omega \approx \omega_{11}$ ($\omega \approx \omega_2^{(e)}$) близки к соответствующим величинам для парциальной ПМСВ слоя 1(2); $\tilde{\Gamma}''$ ВЧ ветви при $\omega \approx \omega_{12}$ ($\omega \approx \omega_1^{(e)}$) близки к соответствующим величинам для парциальной ПМСВ слоя 2(1);

2) затухание НЧ ветви при $\omega \approx \omega_{11}$ ($\omega \approx \omega_2^{(e)}$) определяется в основном величиной потерь в слое 1(2), затухание ВЧ ветви при $\omega \approx \omega_{12}$ ($\omega \approx \omega_1^{(e)}$) определяется в основном величиной потерь в слое 2(1). Это связано с локализацией поля ПМСВ внутри соответствующего слоя.

5. Таким образом, в настоящей работе получены следующие основные результаты:
 1) в системе двух одинаковых ферритовых пластин зависимости ПЗ внутренней и внешней мод как от степени связи между пластинами,

так и от частоты различны, что объясняется различием групповых скростией этих мод;

2) в системе двух соприкасающихся пластин с разными намагниченостями преобладающий вклад потерь в одном из слоев в результирующее затухание ПМСВ связан либо с локализацией поля волны в этом слое (для внешних мод при $\omega \approx \omega_{1,2}^{(e)}$ и длинных ПМСВ при $\omega \approx \omega_{1,2}$), либо с разными $\omega_{1,2}$ направлениями поляризации поля волны в ферритовых слоях (для внутренних мод при $\omega \approx \omega_{1,2}^{(l)}$).

Результаты работы могут быть использованы при разработке устройств на основе ПМСВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wolfram T. // J. Applied Physics. 1970. V. 41. № 11. P. 4748.
2. Adkins L. R., Glass H. // Electronics Letters. 1980. V. 16. № 15. P. 590.
3. Стальмахов В. С., Гречушкин К. В. // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28. № 3. С. 421.
4. Вашковский А. В., Стальмахов А. В. // Радиотехника и электроника. 1984. Т. 29. № 5. С. 901.
5. Вашковский А. В., Стальмахов А. В. // Радиотехника и электроника. 1984. Т. 29. № 12. С. 2409.
6. Стальмахов А. В., Гурзо В. В., Гречушкин К. В. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1984. Т. 27. № 1. С. 65.
7. Зубков В. И., Епанечников В. А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 4. С. 625.
8. Микаэлян А. Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. — М.: Госэнергоиздат, 1963.

Поступила в редакцию
9 марта 1988 г.

ATTENUATION OF MAGNETOSTATIC SURFACE WAVES IN COUPLED FERRITE PLATES

I. V. Rakhamelovich

The dispersive equation of magnetostatic surface waves (MSSW) in coupled ferrite plates with account of magnetic loss have been solved. Frequency dependences of propagation and attenuation constants of MSSW in the system of identical plates as well as in the cases of different magnetizations of ferrites and external magnetic fields have been calculated. The relative contribution of each ferrite layer to resulting MSSW attenuation is investigated, and its communication with transversal distribution and polarization of wave's magnetic field is analysed.