

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ—ДИЭЛЕКТРИК— ФЕРРОМАГНИТНЫЙ МЕТАЛЛ В УСЛОВИЯХ АНТИРЕЗОНАНСА

В. Л. Преображенский, В. П. Рыбаков

Интерес к исследованию процессов распространения магнитостатических спиновых волн (МСВ) в слоистых структурах феррит—ферромагнитный металл связан с возникновением в таких структурах качественно новых особенностей в свойствах МСВ. Эти особенности отсутствуют у МСВ, распространяющихся в структурах типа феррит—феррит [1] или феррит—диэлектрик—металл [2] и обусловлены одновременным наличием проводимости и резонансных свойств в слое ферромагнитного металла. Они наиболее ярко могут проявляться в окрестности частоты так называемого антирезонанса ω_a [3], где диагональные компоненты тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ аномально уменьшаются. При этом резонансно уменьшаются амплитуды вихревых токов, наводимых в металле переменной магнитной индукцией, и связанное с ними поглощение энергии электромагнитных колебаний в металле. Эффект резонансной прозрачности тонкого слоя ферромагнитного металла для нормально падающей электромагнитной волны исследовался в работах [4, 5]. Естественно ожидать, что антирезонансная особенность может проявляться и в затухании МСВ, распространяющейся параллельно слоям структуры феррит—диэлектрик—ферромагнитный металл.

В данной работе получено дисперсионное уравнение, описывающее распространение МСВ в такой структуре. Рассчитаны частотно-полевые зависимости коэффициента затухания МСВ в области антирезонанса.

Будем полагать, что пленка феррита толщиной d отделена от полубесконечного слоя ферромагнитного металла слоем диэлектрика толщиной p . Внешнее насыщающее магнитное поле H считаем ориентированным параллельно плоскости пленки. В случае если направление распространения МСВ перпендикулярно направлению H , решение уравнений Максвелла может быть представлено в виде суперпозиции TE - и TM -волн. Мнимая часть комплексного волнового числа k , непосредственно связанная с затуханием волны, определяется релаксационными процессами в магнитной подсистеме и джоулевыми потерями, вносимыми конечной проводимостью с ферромагнитного металла. Для TE -волн зависимость k от частоты МСВ ω может быть получена из следующего дисперсионного уравнения:

$$e^{2kp} = \frac{(1 - iq)(e^{2kd} - 1)v}{(1 + iq)(e^{2kda} - b)}, \quad (1)$$

где

$$q = \frac{\left(\mu_{am} + \frac{\lambda \mu_m}{k}\right)}{(i - R)}, \quad \lambda = k \sqrt{1 - R \left[\left(\frac{\mu_{am}}{\mu_m}\right)^2 - 1 \right]},$$

$$v = (1 + \mu^+) (1 - \mu^-), \quad a = (1 + \mu^+) (1 + \mu^-), \quad b = (1 - \mu^-) (1 - \mu^+),$$

$$\mu^+ = \mu + \mu_a, \quad \mu^- = \mu - \mu_a, \quad \mu = 1 + 4\pi \frac{\omega_H \omega_M}{(\omega_H^2 - \omega^2)}, \quad \mu_a = 4\pi \frac{\omega_M \omega}{(\omega_H^2 - \omega^2)},$$

$$R = \frac{4\pi c \omega \mu_m}{k^2 c^2}, \quad k = k' - ia, \quad \mu_m = \mu'_m - i\mu''_m = 1 + 4\pi \frac{\omega_M^2 \left(\omega_H + i \frac{\omega}{2Q} \right)}{\left[\omega_H^2 - \left(1 + \frac{1}{4Q^2} \right) \omega^2 + i \frac{\omega \omega_H}{Q} \right]},$$

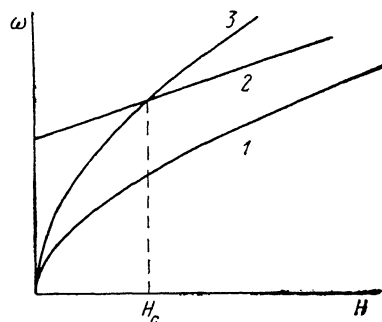


Рис. 1. Зависимость частоты антирезонанса и граничных частот существования МСВ от величины H напряженности внешнего магнитного поля.

1 — нижняя граничная частота $\omega_d^f(H)$, 2 — верхняя граничная частота $\omega_d^f(H)$, 3 — частота антирезонанса $\omega_a(H)$.

$$\mu'_{am} = \mu'_{am} - i\mu''_{am} = 4\pi\omega_M^m \omega \frac{1}{\left[\omega_H^2 - \left(1 + \frac{1}{4Q^2}\right) \omega^2 + i \frac{\omega\omega_H}{Q} \right]}$$

Здесь $\omega_H = \gamma H$, $\omega_M = \gamma M$, $\omega_M^m = \gamma M_m$, γ — гиромангнитное отношение, M_m — намагниченность насыщения ферромагнитного слоя металла, c — скорость света, Q — добротность магнитной подсистемы ферромагнитного металла. При выводе (1) мы пренебрегли для простоты релаксационным членом в уравнении прецессии магнитного момента в пленке феррита.

Из (1) следует, что вблизи частоты ω_a антирезонанса, когда μ'_m стремится к нулю, потери на распространение МСВ существенно уменьшаются. При этом для коэффициента поглощения может быть получено следующее выражение:

$$\alpha = (\mu''_{am} - \mu'_{am} \sqrt{|R|} \cos \varphi) S, \quad (2)$$

где

$$S = \frac{v(e^{2K'd} - 1) + e^{2K'p}(ae^{2K'd} - b)}{\{(1 - \mu'_{am})v[e^{2K'd}(2d - p) + p] - (1 + \mu'_{am})[e^{2K'd}(2d + p)a - pb]e^{2K'p}\}}$$

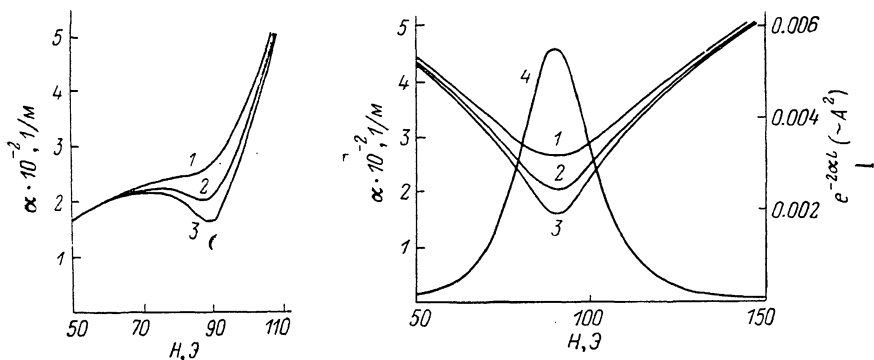


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения α от величины H напряженности внешнего магнитного поля при фиксированной частоте МСВ.

Q: 1 — 40, 2 — 60, 3 — 100. $M=1750$ Э, $M_m=8070$ Э, $\omega/2\pi=2.4$ ГГц, $p=2d$.

Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения α ($I-\beta$) и квадрата амплитуды (I) МСВ от величины напряженности внешнего магнитного поля при фиксированном волновом числе МСВ.

Q: 1 — 40, 2 — 60, 3 — 100, 4 — 40. Параметры M , M_m , p те же, что и на рис. 2; $k'd=0.7$, $L=0.01$ м.

$\varphi = (1/2) \operatorname{arctg}(\mu'_m/\mu''_m)$, $K'(\omega)$ является решением уравнения

$$e^{2K'p}(1 + \mu'_{am})(e^{2K'd}a - b) - (1 - \mu'_{am})(e^{2K'd} - 1) = 0.$$

При достаточно высокой добротности магнитной подсистемы металла ($Q \gg 1$) соотношение для коэффициента затухания преобразуется к виду

$$\alpha(\omega) = \left\{ \frac{\beta(\omega_a)}{Q} - \mu'_{am} \sqrt{\frac{4\pi s \omega_a u}{\sqrt{2} k^{12} c^2} \left[(\Delta\bar{\omega})^2 + 2 \frac{w^2(\omega_a)}{u^2 Q^2} \right]} \right\}^{1/2} S(\omega_a), \quad (3)$$

где

$$\beta = \frac{4\pi\omega_H\omega_M^m\omega^2}{(\omega_H^2 - \omega^2)^2}, \quad \Delta\omega = \omega - \bar{\omega}_a, \quad \bar{\omega}_a = \omega_a - \frac{w(\omega_a)}{u^2 Q^2} \frac{\partial w}{\partial \omega}(\omega_a),$$

$$u = \frac{\partial \mu'_m}{\partial \omega}(\omega_a), \quad w = \frac{2\pi\omega\omega_M^m(\omega_H^2 + \omega^2)}{(\omega_H^2 - \omega^2)}.$$

Можно показать, что решение для α в виде (2) или (3) получается лишь в том случае, если частота антирезонанса лежит в пределах $\omega_a^f < \omega_a < \omega_a^s$, где ω_a^f и ω_a^s — соответственно нижняя и верхняя частоты спектра МСВ в уединенной, касательно намагниченной пленке феррита с намагниченностью насыщения M . Отсюда следует, что уменьшение поглощения на частоте ω_a будет наблюдаться в ограниченном диапазоне полей от поля насыщения H_p

до некоторого значения H_c (рис. 1). Для больших добротности Q можно получить, что $H_c = \pi M^2 / (M_m - M)$.

Величина H_c уменьшается с ростом M_m , поэтому, приравняв H_c и H_p , мы получим верхнюю границу для значения M_m . Для наиболее широко применяемых пленок феррита $Y_3Fe_5O_{12}$ $4\pi M = 1750$ Э, $H_p \approx 70$ Э [6], что соответствует максимальной намагниченности насыщения ферромагнитного металла $4\pi M_m \approx 10^5$ Э.

На рис. 2, 3 приведены зависимости коэффициента поглощения α от величины H напряженности внешнего магнитного поля, рассчитанные по формуле (2) применительно к пленке феррита $Y_3Fe_5O_{12}$ и железоникелевому сплаву (Ni 82 %, Fe 18 %, $4\pi M_m = 8070$ Э, $Q = 40$ [5]). Кривые на рис. 2 и 3 соответствуют двум возможным экспериментальным ситуациям возбуждения МСВ: возбуждению на фиксированной частоте (рис. 2) и возбуждению при фиксированном волновом числе (рис. 3). Асимметрия кривой $\alpha(H)$ в первом случае обусловлена тем, что волновое число k' , от которого зависит напряженность высокочастотного поля, создаваемого МСВ в металле, является при фиксированной частоте функцией внешнего магнитного поля.

Приведенная на рис. 3 полевая зависимость величины $e^{-2\alpha L}$ (L — длина распространения МСВ) показывает, что изменения коэффициента поглощения при добротности $Q \geq 40$ вблизи антирезонанса могут привести к существенным изменениям интенсивности прошедшей вдоль структуры волны.

В заключение отметим, что диапазон напряженностей подмагничивающего поля и частот МСВ, в которых возможно наблюдение антирезонансных особенностей характеристик МСВ, может быть расширен за счет сближения значений намагниченностей насыщения феррита и ферромагнитного металла.

Авторы выражают благодарность В. Ф. Мещерякову за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] *Беспятых Ю. И., Зубков В. И.* // ЖТФ. 1975. Т. 45. № 11. С. 2386—2394.
- [2] *Bongianni W. L.* // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 6. P. 2541—2548.
- [3] *Kittel C.* // Phys. Rev. 1948. Vol. 73. N 2. P. 155—161.
- [4] *Каганов М. И.* // Физика металлов и металловедение. 1959. Т. 7. № 2. С. 288—289.
- [5] *Гейнрих Б., Мещеряков В. Ф.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. Вып. 2. С. 424—433.
- [6] *Лебедев Ю. Г., Титяков И. Г., Филимонов Б. Н.* // Физика металлов и металловедение. 1976. Т. 41. № 6. С. 1159—1168.

Московский институт
радиотехники, электроники и автоматики

Поступило в Редакцию
13 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
12 августа 1988 г.

ДИНАМИКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЗНАКОПЕРЕМЕННОМ ТОРОИДАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Я. С. Дербенев, Ю. Л. Мартиросян, М. Л. Петросян

Как известно из теории ускорителей [1], использование постоянных во времени магнитных полей при создании циклических ускорителей заряженных частиц позволяет избежать множество нежелательных явлений в ускорительной технике и существенно повысить интенсивность пучка ускоряемых частиц. В работах [2, 3] предлагалась одна из таких возможностей — использование тороидальных полей, где вертикальный дрейф частиц подавлялся при помощи пар магнитных квадрупольных линз, установленных по тору. Однако выявились существенные трудности для получения замкнутых орбит движения частиц. Следует отметить, что тороидальные магнитные поля использовались в ускорителях и раньше (например, в обобщенном бетатроне вдобавок к полю обычного бетатрона [4, 5]). Однако в этих установках применялись изменяющиеся в процессе ускорения тороидальные поля.

В данной работе обсуждается возможность использования знакопеременного тороидаль-