

## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН ПОВЕРХНОСТНОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ

Г. А. Мелков

Уже в первых экспериментах по распространению магнитостатических волн в тонких ферритовых пленках были обнаружены явления, связанные с параметрическим возбуждением спиновых волн. К настоящему времени выполнены прецизионные измерения пороговых амплитуд переменных полей и намагниченностей [1]. Однако теоретические формулы для порогов в явном виде до сих пор отсутствуют. В [2] приведено общее пороговое условие возбуждения двух произвольных магнитостатических волн произвольной магнитостатической волной накачки. Это условие получено на основании теории нелинейного взаимодействия волн в феррите [3] с учетом в уравнении движения намагниченности членов второго порядка по намагниченности и магнитостатическому потенциалу. Вычислим здесь порог параметрической неустойчивости первого порядка под действием поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ), распространяющейся в касательно намагниченной пленке перпендикулярно направлению постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ . Согласно [2], пороговое условие в этом случае имеет вид

$$\sqrt{\Delta H_1 \Delta H_2} = \left| \frac{\int \left\{ \frac{\partial \psi_1^*}{\partial z} [m_{xy} m_{2y}^* + m_{xx} m_{2x}^*] + \frac{\partial \psi_2^*}{\partial z} [m_{xx} m_{1x}^* + m_{xy} m_{1y}^*] \right\} dV}{\int (m_{1x}^* m_{1y} - m_{1y}^* m_{1x}) dV} \right|. \quad (1)$$

Здесь  $m_x$  — амплитуда намагниченности ПМСВ с волновым вектором  $\mathbf{x}$ , зависящая от координаты  $x$ , совпадающей с нормалью к пленке; оси  $y$  и  $z$  направлены соответственно вдоль  $\mathbf{x}$  и  $\mathbf{H}_0$ . Эта амплитуда максимальна на одной из боковых поверхностей пленки при  $x=d$ , минимальна — на противоположной поверхности при  $x=0$ . Для ПМСВ в магнитостатическом приближении

$$m_{xx} = \frac{m_x^+(d)}{e^{x/d}} \left( e^{x/d} + \frac{1 + \mu + \mu_a}{1 + \mu - \mu_a} e^{-x/d} \right), \quad m_{xy} = -j \frac{m_x^+(d)}{e^{x/d}} \left( e^{x/d} - \frac{1 - \mu + \mu_a}{1 + \mu - \mu_a} e^{-x/d} \right), \quad (2)$$

$\mu$ ,  $\mu_a$  — компоненты тензора магнитной проницаемости [4];  $\gamma$  — гиромагнитное отношение;  $M_0$  — намагниченность насыщения пленки;  $m_x^+ = 1/2 \cdot [m_{xz} + j m_{xy}]$  — амплитуда правой круговой поляризации ПМСВ, ее максимальное значение  $m_x^+(d)$  измеряется в эксперименте [1], для него ниже будет найден порог параметрического возбуждения первого порядка  $[m_x^+(d)]_{\text{пор}}$ ;  $\psi_{1,2}$ ,  $m_{1,2}$ ,  $\Delta H_{1,2}$  — магнитный скалярный потенциал, намагниченность и параметр релаксации двух параметрически возбуждаемых волн; при выводе (1) учтено, что их волновые векторы  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  удовлетворяют соотношению  $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{x}$ , а сумма их частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  равна частоте ПМСВ (частоте накачки)  $\omega$ .

Рассмотрим случай параметрического возбуждения двух плоских спиновых волн, который хорошо соответствует реальной ситуации: в эксперименте [5] было показано, что в пленке железо-иттриевого граната толщиной 26.6 мкм возбуждаются волны с волновым вектором  $k \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$ , длина волны которых существенно меньше всех геометрических размеров пленки. Для таких волн, с одной стороны, можно воспользоваться магнитостатическим приближением, а с другой — считать, что  $x \ll k_{1,2}$ . Последнее обстоятельство означает, что  $k_1 \simeq -k_2 = k$ ,  $\omega_1 \simeq \omega_2 = \omega_k = \omega/2$ ,  $\Delta H_1 = \Delta H_2 = \Delta H_k$ . С учетом этого для намагниченностей и потенциалов параметрически возбуждаемых волн можно записать [6]

$$m_x = (\lambda_k - \mu_k^*), \quad m_y = -j(\lambda_k + \mu_k^*), \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{4\pi}{k^2} k_z (\lambda_k k_{\perp}^* - \mu_k^* k_{\perp}), \quad (3)$$

где  $\lambda_k, \mu_k$  — коэффициенты преобразования Хольштейна—Примакова

$$\lambda_k = \sqrt{\frac{\omega_H + \frac{\omega_M}{2} \sin^2 \theta_k + \omega_k}{2\omega_k}}, \quad \mu_k = \sqrt{\frac{\omega_H + \frac{\omega_M}{2} \sin^2 \theta_k - \omega_k}{2\omega_k}} e^{2j\varphi_k}, \quad (4)$$

$k_{\perp} = k_x + jk_y$ ;  $\theta_k, \varphi_k$  — полярный и азимутальный углы возбуждаемых спиновых волн;  $\omega_H = \gamma H_0$ ;  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ .

Подставляя (2) и (3) в (1) и минимизируя полученное выражение, имеем для порога возбуждения спиновых волн поверхностной магнито-статической волной

$$|m_x^+(d)|_{\text{пор}} = \frac{\Delta H_k}{4\pi \sin 2\theta_k (\lambda_k - |\mu_k|) \lambda_k} \left[ \frac{1 - e^{-\alpha d}}{\alpha d} + \right. \\ \left. + 2 \frac{\omega_H + \frac{\omega_M}{2} - \omega}{\omega_M} \frac{|\mu_k|}{\lambda_k} \frac{e^{\alpha d} - 1}{\alpha d} \right]^{-1}. \quad (5)$$

При минимизации оказалось, что нижайшим порогом обладают спиновые волны с  $k_y = 0$ , т. е. стоячие по толщине пленки спиновые волны, бегущие в направлении постоянного магнитного поля. Этот факт был ранее экспериментально установлен в [5]. Множитель перед квадратной скобкой в (5) в точности совпадает с выражением для порога неустойчивости под действием правой однородной прецессии намагниченности [6]. Второе слагаемое в квадратных скобках (5) описывает вклад в параметрическое возбуждение волн левой прецессии намагниченности ПМСВ. Этот вклад обращается в нуль вблизи верхней частотной границы ПМСВ, но и во всех других случаях он не превышает обычно 10 %. Таким образом, специфика параметрического возбуждения спиновых волн посредством ПМСВ фактически описывается множителем  $(\alpha d)^{-1} [1 - \exp(-\alpha d)]$ , существенным лишь при  $\alpha d \gg 1$ .

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Чивилева О. А., Гуревич А. Г., Анисимов А. Н. и др. ФТТ, 1987, т. 29, № 6, с. 1774—1782.
- [2] Мелков Г. А., Шолом С. В. Тез. докл. регион. конф. «Спин-волновые явления электроники СВЧ». Краснодар, 1987, с. 107—108.
- [3] Suhl H. J. Appl. Phys., 1957, vol. 28, N 11, p. 1225—1236.
- [4] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [5] Srinivasan G., Patton C. E., Emtage P. R. J. Appl. Phys., 1987, vol. 61, N 6, p. 2318—2326.
- [6] Suhl H. J. Phys. Chem. Sol., 1957, vol. 1, N 4, p. 209—216.

Киевский государственный университет им. Т. Г. Шевченко  
Киев

Поступило в Редакцию  
4 марта 1988 г.

