

ВЛИЯНИЕ СВЕТОВОГО ПОЛЯ НА ДИСПЕРСИЮ МАГНИТОДИПОЛЬНЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

А.Ф.Кабыченков

Институт радиофизики и электроники,
141120, Фрязино, Московская область
(Поступило в Редакцию 3 августа 1993 г.)

Интенсивная световая волна создает в прозрачном магнетике эффективные магнитные поля: поле однородного обмена, поле анизотропии магнитное поле [1]. Эти поля возникают в результате интерференции падающей волны и порождаемой ей волной поляризации, связанной с намагниченностью через диэлектрическую проницаемость. Светоиндуцированные поля действуют на магнитную подсистему подобно обычным эффективным магнитным полям. При этом они локализованы в пределах светового луча, а время их действия может быть практически любым по отношению к периоду колебаний и времени релаксации намагниченности M . Кроме того, свет не создает электромагнитных помех. Наводимые светом магнитные поля невелики ввиду малости магнитооптических констант. Поэтому их влияние будет наиболее заметным в области потери статической или динамической устойчивости магнитной подсистемы. Здесь световой импульс может переводить магнетик в новое состояние, которое при наличии магнитного гистерезиса сохраняется и после прекращения светового воздействия.

В последние годы уделяется значительное внимание исследованию магнитостатических волн (МСВ) в ферромагнетиках и способам управления МСВ [2,3]. В этой связи представляет интерес исследование влияния светового поля на МСВ, чему и посвящена настоящая работа.

Пусть пластина вырезана из кубического ФМ и ее поверхности параллельны кристаллографической плоскости (010). Система координат ориентирована по ребрам куба таким образом, что плоскость (010) совпадает с плоскостью xz . Внешнее магнитное поле \mathbf{H} направлено по оси $x \parallel [100]$. На пластину падает линейно поляризованная по оси $z \parallel [001]$ световая волна. В основном состоянии вектор \mathbf{M} направлен по полю \mathbf{H} . В этом случае магнитная проницаемость с учетом временной дисперсии определяется тензором [4]

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 + 4\pi\chi_{yy} & 4\pi\chi_{yz} \\ 0 & -4\pi\chi_{yz} & 1 + 4\pi\chi_{zz} \end{bmatrix},$$

$$\chi_{yy,zz} = [-i\omega\tau^{-1} + \omega_0^2(\Omega_{2,1} \mp U)] / D,$$

$$\chi_{yz} = i\omega\omega_M / D, \quad \omega_0^2 = \omega_M^2 + \tau^{-2},$$

$$D = (i\omega - 2\tau^{-1}\Omega_1)(i\omega - 2\tau^{-1}\Omega_2) + \omega_M^2 \Omega_1 \Omega_2, \quad (1)$$

где ω — частота спин-волнового возбуждения, τ — время релаксации. $\omega_M = gM_0$, g — гиромагнитное отношение, M_0 — намагниченность насыщения, $\Omega_1 = 2k + h$, k — безразмерная константа кубической анизотропии, $h = H/M_0$, $\Omega_2 = \Omega_1 - U$, $U = 2(\beta_{33} - \beta_{31})|E^2|/16\pi$ — константа наведенной светом анизотропии, E — комплексная амплитуда электрического поля световой волны, β_{ij} — магнитооптические константы линейного двулучепреломления.

Магнитостатический потенциал удовлетворяет уравнению

$$\mu_{ij}(\omega)\partial^2\psi/\partial x_i\partial x_j = 0. \quad (2)$$

На границе магнетика выполняются условия

$$\psi^{(M)} = \psi^{(B)}, \quad n_k\mu_{kn}\partial\psi^{(M)}/\partial x_n = n_k\partial\psi^{(B)}/\partial x_k, \quad (3)$$

где n — единичный вектор нормальный к поверхности магнетика, индексы (M) и (B) относятся соответственно к магнетика и вакууму.

Из (1)–(3) следует дисперсионное уравнение объемных магнитодипольных волн в облученном светом ферромагнетике

$$kd = \alpha_0^{-1} \left(\operatorname{arccctg} \frac{1}{2} \{ \alpha_0\mu_{yy} - (\alpha_0\mu_{yy})^{-1} [1 - |\mu_{yz}|^2 / (1 + \eta^2)] \} + n\pi \right), \quad (4)$$

где $k = (k_x^2 + k_z^2)^{1/2}$ — величина волнового вектора в плоскости пластины; d — толщина пластины;

$$\alpha_0^2 = -(\eta^2 + \mu_{zz}) / \mu_{yy}(1 + \eta^2); \quad \eta = k_x/k_z = \operatorname{tg} \vartheta,$$

ϑ — угол между осью z и направлением распространения волны; $\alpha k = \kappa$ — волновой вектор в направлении, нормальном к поверхности.

Компоненты $\hat{\mu}$ содержат резонансные знаменатели. Поэтому влияние света на дисперсию МСВ будет наиболее значительным вблизи резонансной частоты $\omega_p^2 = \omega_M^2 \Omega_1 (\Omega_1 - U)$. Из условия действительности κ следует область существования объемных МСВ:

$$\omega_{\min}^2 < \omega^2 < \omega_{\max}^2,$$

где $\omega_{\min}^2 = \min \{ \omega_1^2, \omega_2^2 \}$, $\omega_{\max}^2 = \max \{ \omega_1^2, \omega_2^2 \}$,

$$\omega_1^2 = \omega_M^2 \Omega_1 [\Omega_2 + 4\pi(1 + \eta^2)^{-1}], \quad \omega_2^2 = \omega_M^2 \Omega_2 (\Omega_1 + 4\pi).$$

Величина $\omega_1 > \omega_2$ при $\eta < \eta_0 = [U/\Omega_1 - U]^{1/2}$. Частотный интервал

$$|\omega_1^2 - \omega_2^2| = 4\pi\omega_M^2 |U - \Omega_1\eta^2(1 + \eta^2)^{-1}|.$$

Световое поле сужает или расширяет этот интервал в зависимости от знака U . При $\eta \rightarrow 0$ и $U > 0$ объемные МСВ существуют благодаря световому полю. Вблизи границ интервала дисперсия МСВ описывается соотношениями

$$\omega^2 = \omega_2^2 - 4\pi\omega_M^2 [\Omega_2 - (\Omega_1 + 4\pi)/(1 + \eta^2)] [kd/(2 + kd)]; \quad (5.1)$$

$$\omega^2 = \omega_1^2 + 4\pi\omega_M^2 [\Omega_2 - \Omega_1/(1 + \eta^2)] [1 + (kd/\pi)^2]. \quad (5.2)$$

Дисперсия поверхностных МСВ (ПМСВ) определяется уравнением

$$kd = -\alpha_n^{-1} \left(\operatorname{arccctg} \frac{1}{2} \left\{ \alpha_n \mu_{yy} + (\alpha_n \mu_{yy})^{-1} [1 - |\mu_{yz}|^2/(1 + \eta^2)] \right\} \right), \quad (6)$$

где $\alpha_n^2 = -\alpha_0^2$.

Область существования ПСМВ расположена выше ω_{\max} . Предельная частота ПСМВ

$$\omega_{\text{пр}}^2 = \omega_p^2 + (1 + \eta^2) \omega_M^2 \left\{ \frac{1}{4} [\Omega_2 + (\Omega_1 + 4\pi)/(1 + \eta^2)]^2 - \Omega_1 \Omega_2 \right\}.$$

Угол отсечки ПМСВ в световом поле $\eta_{0\text{п}}^2 = (4\pi + U)/\Omega_2$. При $kd \ll 1$ дисперсионное уравнение ПМСВ совпадает с (5.1).

Таким образом, световое поле изменяет частотный и угловой диапазоны существования объемных и поверхностных МСВ, а также их групповую и фазовую скорости.

Оценить величину U можно из соотношения $U \approx 4n\Delta n I/M^2 c$, где Δn — изменение показателя преломления света. В висмутсодержащих феррит-гранатах $n \approx 2.5$, $\Delta n \approx 10^{-2}$ [5]. Полагая $M \approx 10$ Гс, получим $U \approx 0.3$ при $I \approx 10^6$ Вт/см². В случае $\vartheta = 0$ величина щели $\approx 4 \cdot 10^8$ с⁻¹ при $\Omega_1 \approx 1$. Относительное смещение дисперсионной кривой по частоте $\approx U/2\Omega_1 \approx 0.15$. С приближением к точке фазового перехода $\Omega_1 \rightarrow 0$ и, следовательно, влияние светового поля возрастает. Максимальные значения Δn имеют магнитные полупроводники. Так, в EuO величина $\Delta n \approx 0.3$ при температуре $T = 8$ К, а в EuS величина $\Delta n = 0.1$ при $T = 20$ К [6].

Выше рассматривались воздействие света на М и не учитывалось обратное воздействие М на свет. Данное приближение выполняется, когда набег фазы за счет М и изменение амплитуды световой волны малы. Это условие ограничивает размер магнетика в направлении распространения света в случае объемных МСВ величиной

$$d \ll d_m = \min(\alpha_c^{-1}, n/\Delta n k_c),$$

где α_c — коэффициент поглощения света, k_c — волновое число световой волны. Для поверхностных волн d заменяется глубиной проникновения ПСМВ μ^{-1} .

Список литературы

- [1] Кабыченков А.Ф. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. Вып. 4(10). С. 1219–1237.
- [2] Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol. 19. N 3–4. P. 308–320.
- [3] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. С. 322–351.
- [4] Kabychenkov A.F. // Intern. Magnetic Conf. St. Louis (Missouri, USA), 1992. Digests JP-08.
- [5] Hansen P., Krumme J.-P. // Thin Solid Films. 1984. Vol. 114. N 1/2. P. 69–107.
- [6] Писарев Р.В. Физика магнитных диэлектриков / Под ред. Г.А.Смоленского. Л.: Наука, 1974. 419 с.