

- [1] Кабыченков А. Ф. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. № 4. С. 1219—1237.
 [2] Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
 [3] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 320 с.
 [4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 623 с.

Институт радиотехники и электроники РАН
 Фрязино
 Московская обл.

Поступило в Редакцию
 16 июля 1992 г.

© Физика твердого тела, том 34, № 12, 1992
 Solid State Physics, vol. 34, N 12, 1992

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ МАГНИТНЫЙ ДОМЕН В ПОЛЕ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

А. Ф. Кабыченков

Интенсивная циркулярно-поляризованная световая волна наводит в прозрачном магнетике одноосную анизотропию и магнитное поле [1]. Ось анизотропии совпадает с линией распространения света. Магнитное поле направлено по световому лучу или против в зависимости от поляризации света (правая или левая). Светоиндуцированные магнитные поля пропорциональны магнитооптическим константам и плотности энергии светового поля. Из-за малости магнитооптических констант эти поля невелики. Так, в висмутсодержащих феррит-гранатах они могут достигать эрстед при мегаваттной плотности мощности. Тем не менее вблизи точек потери устойчивости и эти слабые поля могут приводить к заметным изменениям в магнитной подсистеме кристалла. В настоящей работе показано, что поле световой волны может смещать границы возникновения и исчезновения ЦМД, изменять его форму и размеры, перемещать ЦМД.

Уравнение состояния и условие устойчивости изолированного ЦМД в поле циркулярно-поляризованной световой волны, распространяющейся вдоль оси анизотропии нормально к поверхности пластины, записываются в виде

$$\lambda + h_{\Sigma\rho} - F(\rho) = 0, \quad (\lambda - S_n(\rho))(n^2 - 1) > 0, \quad (1)$$

где $\lambda = \xi/l$, $\xi = w_{\text{ДГ}}/4\pi M_0^2$ — характерная длина, $w_{\text{ДГ}} = 4\sqrt{AK}$ — поверхностная плотность энергии доменной границы (ДГ), A — константа неоднородного обмена, $\bar{K} = K_0 + K^{(c)}$, K_0 и $K^{(c)} = [\beta_{13} - 1/2 \cdot (\beta_{12} + \beta_{11})] M_0^2 U_0$ константы собственной и светоиндуцированной анизотропии, $h_{\Sigma} = (H_0 + H^{(c)})/4\pi M_0$, H_0 и $H^{(c)} = \pm \alpha U_0$ — внешнее и наведенные право- и левополяризованным ($E_y = \pm iE_x$) светом магнитные поля, M_0 — намагниченность насыщения, $U_0 = E_x^2/8\pi$ — плотность энергии светового поля в вакууме, E_x — амплитуда электрического поля световой волны, $\rho = 2r_0/l$, r_0 — радиус ЦМД, l — толщина пластины, $F(\rho)$ и $S_n(\rho)$ — обусловленные размагничиванием «силовые функции» Тилия [2], $n \neq 1$ — целые числа. Таким образом, влияние светового поля сводится к изменению энергии ДГ и смещению внутреннего магнитного поля.

Устойчивые ЦМД существуют в интервале полей $h_{\Sigma 2} > h_{\Sigma} > h_{\Sigma k}$, где $h_{\Sigma 2, k} = (F(\rho_{2, k}) - \lambda)/\rho_{2, k}$. Равновесный радиус ЦМД изменяется в пределах $r_k < r_0 < r_2$, причем r_k и r_2 удовлетворяют уравнениям $S_{0, 2}(\rho_{k, 2}) = \lambda$. На верхней

границе ЦМД переходит в поперечной домен, а на нижней — исчезает. Оптимизация параметров, согласно [3], показывает, что минимальный радиус ЦМД $r_{om} \approx 2\xi$ наблюдается в пленках толщиной $l \approx 4\xi$. При этом поле коллапса $h_{\Sigma k} = 0.33$, а поле эллиптической неустойчивости $h_{\Sigma 2} \approx 0.23$, соответственно $h_{\Sigma k} - h_{\Sigma 2} \approx 0.1$.

В неоднородном световом поле с масштабом неоднородности, большим диаметра ЦМД, на домен действует сила

$$F = -\frac{\partial w}{\partial U_0} \text{grad } U_0,$$

где w — энергия ЦМД. При движении форма ЦМД искажается. С учетом результатов работы [4] получаем

$$r(\varphi) = r_0 - (\chi/2) [l(S_0 - \lambda)^{-1} + 8r_0(S_2 - \lambda)^{-1} \cos \varphi],$$

где φ — азимутальный угол, $\chi = mv^2/16\pi l M_0^2$, $m = (\bar{K}/A)^{1/2}/2\pi g^2$ — перенормированная светом поверхностная плотность эффективной массы, g — гиромагнитное отношение, v — скорость домена. Радиус домена и поле коллапса также изменяются при движении

$$r_k(v) = r_k(0) + \chi l/2 (dS_0/d\rho)|_{r_k(0)},$$

$$h_{\Sigma k} = h_{\Sigma k}(0) - (mv^2/8M_0 r_k(0)).$$

Световое поле изменяет и спектр колебаний ДГ

$$\omega_n = 8\pi M_0^2 \frac{\lambda - S_n}{m\rho r_0} (n^2 - 1).$$

Мода $\omega_1 = 0$ соответствует трансляции ЦМД [4].

Величину наведенных циркулярно-поляризованным светом анизотропии и магнитного поля можно оценить из соотношений

$$K^{(c)} \approx n\Delta n_n I_0/c, \quad H^{(c)} \approx 2n\Delta n_n I_0/cM_0,$$

где Δn_n , κ — изменение показателя преломления линейного и кругового двулучепреломления света за счет намагниченности, I_0 и c — интенсивность и скорость света, n — средний показатель преломления.

В $(\text{CdBi})_3(\text{FeAlGa})_5\text{O}_{12}$ на длине волны 0.63 мкм при температуре 300 К величина $\Delta n_n \approx 3 \cdot 10^{-2}$ [5]. Полагая $n \approx 2$, $\Delta n_n \approx \Delta n_n$, $M_0 \approx 20$ Гс, находим $K^{(c)} \approx 2 \cdot 10^2$ эрг/см³, $H^{(c)} \approx 20$ Э при интенсивности света 10^7 Вт/см². Характерная величина поля $H_0 \approx 40$ Э. С приближением к точке компенсации влияние поля $H^{(c)}$ по отношению к H_0 усиливается. При длительности импульса 10^{-9} с энергия составляет 10^{-2} Дж/см². С уменьшением площади засветки энергия быстро уменьшается. Тепловой нагрев можно выделить следующим способом. Изменение поляризации света изменяет направление поля $H^{(c)}$ на противоположное. При этом нагрев действует всегда в одном направлении. Тепловая энергия может быть использована совместно с полем воздействием. Световым лучом можно стирать и записывать информацию локально при постоянном внешнем магнитном поле. Это позволяет создавать магнитооптические экраны и дифракционные решетки СВЧ, работающие в реальном масштабе времени и обладающие памятью.

Список литературы

- [1] Кабыченков А. Ф. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. № 4. С. 1219—1237.
- [2] Thiele A. A. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 3. P. 1139—1145.
- [3] Thiele A. A. // Bell System Techn. J. 1969. V. 48. N 10. P. 3287—3335.
- [4] Горобец Ю. И. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 10. С. 3128—3129.
- [5] Hibiya T., Morishige Y., Nakashima J. // Jap. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. P. 1316—1319.

Институт радиотехники
и электроники РАН
Фрязино
Московская обл.

Поступило в Редакцию
20 июля 1992 г.