

## РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ С ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

*М. А. Сизал*

В диапазоне миллиметровых волн в состоянии остаточного намагничивания тонкого кристалла магнетоплюмбита экспериментально наблюдалось резонансное поглощение, обусловленное прецессией намагниченности цилиндрических доменов.

Известно [1, 2], что в монокристаллической пластинке одноосного кристалла с осью легкого намагничивания (ОЛН), перпендикулярной базисной плоскости, в состоянии остаточного намагничивания (ОН) могут возникать в зависимости от способа возбуждения различного вида доменные структуры (полосовые, цилиндрические). Так называемая сотовая структура, представляющая собой гексагональную решетку цилиндрических доменов, наблюдалась впервые в состоянии ОН [1] в тонком кристалле магнетоплюмбита после воздействия насыщающим полем  $H_{нас}$ , составляющем с легкой осью угол  $\theta$ , близкий к  $\pi/2$ . В

случае  $\theta = 60 - 80^\circ$  возникает структура полосовых доменов с границами, параллельными проекции  $\mathbf{H}_{нас}$  на базисную плоскость.

Связанный с прецессией намагниченности доменов магнитный спектр одноосного кристалла (тонкий сфероид,  $NM \ll H_\sigma$ ) с плоскопараллельной доменной структурой ( $N_{п.д.} = 4\pi$ ), ось которого совпадает с осью легкого намагничивания в отсутствие внешнего поля состоит из двух линий поглощения [3] с частотами

$$\omega_\perp = \omega_\sigma = \gamma H_\sigma, \quad \omega_\parallel = \gamma [H_\sigma (H_\sigma + 4\pi M)]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $H_\sigma = 2K/M$  – эффективное поле кристаллографической анизотропии,  $N$  – размагничивающий фактор образца в плоскости диска,  $N_{п.д.}$  размагничивающий фактор плоскопараллельных доменов.

Таким образом, в тонком кристалле частота низкочастотного максимума совпадает с частотой естественного ферромагнитного резонанса (ЕФР) в эффективном поле кристаллографической анизотропии, а частотный сдвиг  $\Delta\omega = \omega_\parallel - \omega_\perp$  в положении высокочастотного резонанса, существование которого обусловлено динамическим размагничиванием на доменных границах, при неизменных  $H_\sigma$  и  $M$  зависит только от характера доменной структуры (размагничивающего фактора границ). Двухчастотный спектр кристалла магнетоплюмбита с полосовой доменной структурой экспериментально исследован в работе [4].

В случае тонкого кристалла ( $NM \ll H_\sigma$ ) с цилиндрической доменной структурой спектр собственных частот однородной прецессии в отсутствие внешнего поля состоит из одной линии [3]

$$\omega_{ц.д.} = \gamma [H_\sigma (H_\sigma + N_{ц.д.} M)]^{1/2}, \quad (2)$$

где  $N_{ц.д.}$  – размагничивающий фактор цилиндрического домена.

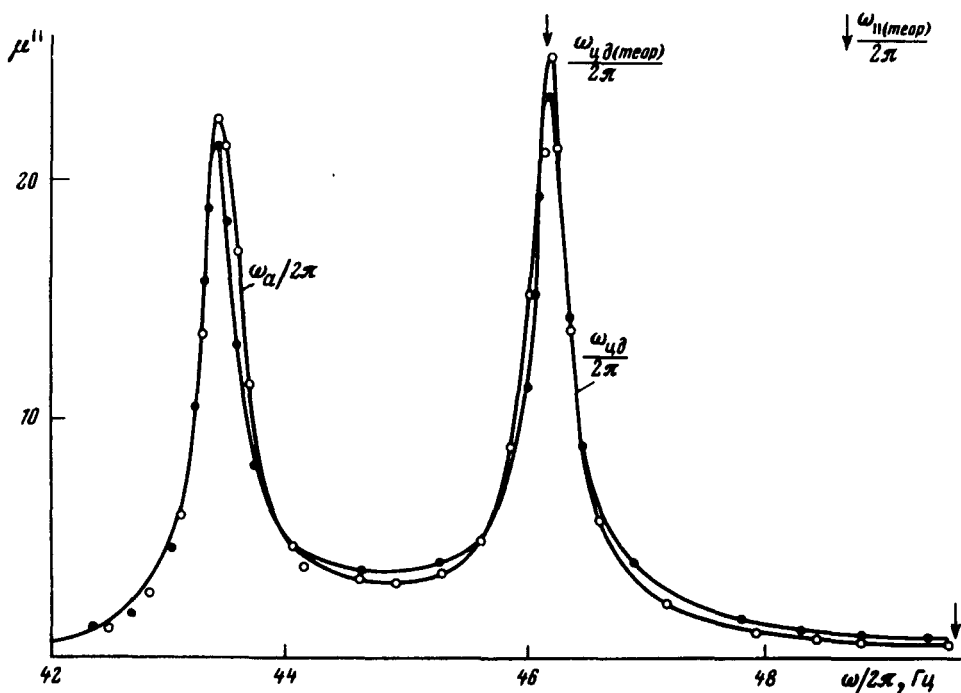
Так как диаметр цилиндрического домена значительно меньше его высоты (толщина кристалла), то можно взять  $N_{ц.д.} = 2\pi$ , тогда

$$\omega_{ц.д.} = \gamma [H_\sigma (H_\sigma + 2\pi M)]^{1/2}. \quad (3)$$

Резонансное поглощение, обусловленное прецессией намагниченности цилиндрических доменов ранее не наблюдалось.

В работе исследовались измеренные в диапазоне миллиметровых волн спектры магнитной проницаемости тонкой пластинки магнетоплюмбита в области толщин, где отсутствуют поверхностные клиновидные дополнительные домены. Все спектры, измеренные для различных углов  $\theta$  с интервалом примерно  $1^\circ$  в диапазоне  $90 > \theta > 84^\circ$ , состоят из двух линий поглощения. Интенсивность и ширина низкочастотного пика, а также его частота почти не зависят от  $\theta$ , тогда как высокочастотный пик претерпевает значительные изменения. С уменьшением  $\theta$  от  $90^\circ$  наблюдается существенное увеличение интенсивности и уменьшение ширины резонансной кривой, а затем процесс изменения интенсивности и ширины происходит в обратном порядке. Наряду с этим происходит незначительный сдвиг кривой в область высоких частот. Наиболее интенсивная линия получена при  $\theta = 86,5^\circ$ . На рисунке показаны частотные зависимости мнимой части магнитной проницаемости  $\mu = \mu' - j\mu''$  кристалла в форме диска толщиной  $d = 45 \text{ мкм}$  и радиу-

сом  $R = 1 \text{ мк}$ , измеренные при  $\theta = 86,5^\circ$ . Существуют две причины, которые делают маловероятной возможность отождествить низкочастотный пик с частотой  $\omega_{\perp}$ , возбуждаемой в кристаллах с полосовой доменной структурой перпендикулярной границам компонентой  $h$ . Во-первых, многочисленные наблюдения [1, 2] показывают, что при  $\theta = 87^\circ$  возникают оптимальные условия для зарождения цилиндрических доменов и в этом случае полосовые домены не наблюдаются, во-вторых, если бы имела место смешанная структура из цилиндрических и полосовых доменов, то изменение ориентации проекции  $H'_{\text{нас}}$ , насыщающего поля на плоскость пластинки по отношению к  $h$ , привело бы к изменению интенсивности низкочастотного максимума и возбуждению частоты  $\omega_{\parallel}$ . Из рисунка видно, что с изменением угла между  $H'_{\text{нас}}$  и  $h$  на  $\pi/2$  интенсивность низкочастотного пика практически не изменяется и не возбуждается  $\omega_{\parallel}$ .



Магнитные спектры кристалла магнетоплюмбита  $\bullet - \bullet - h \perp H'_{\text{нас}}$ ,  
 $\circ - \circ - h \parallel H'_{\text{нас}}$

Можно поэтому предположить, что низкочастотный пик представляет собой частоту ЕФР  $\omega_{\sigma}$ , совпадающую с  $\omega_{\perp}$  в тонких кристаллах ( $\omega_{\perp}$  при  $\theta = 75^\circ$  и  $H'_{\text{нас}} \perp h$  равна  $\omega_{\sigma}$ ). Возможно, что резонанс  $\omega_{\sigma}$  связан с прецессией намагниченности матрицы кристалла, намагниченность которой противоположна намагниченности цилиндрических доменов. Необходимо отметить существенное различие в величине поля  $H_{\sigma}$ , определенной по ЕФР ( $\omega_{\sigma} = 43,4 \text{ ГГц}$ , при  $\gamma = 17,6 \text{ ГГц/кэ}$  по (1)  $H_{\sigma} = 15,5 \text{ кэ}$ ) и из статических измерений ( $H_{\sigma} = 13,75 \text{ кэ}$  [5]).

Высокочастотный пик — резонансное поглощение, связанное с прецессией намагниченности цилиндрических доменов. На рисунке стрелкой указана частота  $\omega_{ц.д.}$  (теор), рассчитанная по [3], где  $H_0 = 15,5 \text{ кэ}$  и  $M = 320 \text{ гс}$ . Совпадение частоты  $\omega_{ц.д.}$  (теор) с экспериментальной очень хорошее. Наконец, в пользу этого утверждения говорит и тот факт, что оптимальные условия возбуждения наиболее интенсивного и узкого максимума  $\omega_{ц.д.}$  ( $\theta = 87^\circ$ ) совпадают с оптимальными условиями зарождения цилиндрической доменной структуры [1].

В заключение автор благодарит Е.И.Петропавловского за помощь в проведении измерений.

Киевский  
государственный университет  
им. Т.Г.Шевченко

Поступила в редакцию  
11 апреля 1973 г.

### Литература

- [ 1 ] J. Kaczer, R. Gemperle. Czech. J. Phys., В11, 510, 1961.
- [ 2 ] Г.С.Кандаурова. Сб. "Логические и запоминающие устройства на магнитных кристаллах", под. ред. М.А.Боярченкова, стр. 38.
- [ 3 ] Л.Г.Оноприенко, О.И.Ширяева, Я.С.Шур. Изв. АН СССР, сер. физики, 28, 504, 1964.
- [ 4 ] М.А.Сигал. УФЖ, 15, 909, 1971.
- [ 5 ] R. Pauthenet, G. Rimet. C. R. Acad. Sci., 249, 656, 1959.