

05;09

## Дисперсия магнитостатических волн в касательно намагниченной ферритовой пластине с нормальной одноосной анизотропией

© В.И. Зубков, В.И. Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязино

Поступило в Редакцию 18 февраля 1999 г.

Впервые получен и проанализирован закон дисперсии магнитостатических волн в касательно намагниченной ферритовой пластине с одноосной анизотропией, ось которой перпендикулярна плоскости пластины, в случае, когда приложенное постоянное магнитное поле меньше поля анизотропии. Эта модель качественно описывает дисперсию магнитостатических волн в гекса- и ортоферритовой пластине, а также в ненасыщенной ферритовой пластине.

Магнитостатические волны (МСВ) в произвольно намагниченной до насыщения анизотропной ферритовой пластине (ФП) рассматривались в [1–5]. Однако в них ограничивались либо учетом только кубической анизотропии [1–4], либо учитывали также и одноосную анизотропию, но считали ее малой по сравнению с кубической [5]. Последние эксперименты [6] показывают, что одноосная анизотропия может превосходить кубическую даже в эпитаксиальных пленках железиттриевого граната. В гекса- и ортоферритах одноосная анизотропия больше намагниченности насыщения и определяет их СВЧ-свойства.

В этой связи актуально исследование дисперсии МСВ в касательно намагниченной ФП с одноосной анизотропией, ось которой перпендикулярна плоскости ФП, когда подмагничивающее поле  $H_0$  меньше поля анизотропии  $H_A$ . Результаты такого исследования (без учета, как и в [1–5], доменной структуры) приведены ниже.

Пусть плоскость  $xOz$  системы координат совпадает с плоскостью ФП, а ось  $Ox$  ей перпендикулярна. Ось одноосной анизотропии направлена вдоль оси  $Ox$ . Поле анизотропии  $H_A$  превышает намагниченность насыщения ФП  $4\pi M_0$ . Поле  $H_0$  приложено в плоскости ФП вдоль оси  $Oz$ , и вектор намагниченности ФП  $\mathbf{M}$  всегда лежит в плоскости  $xOz$ .

Он ориентирован вдоль оси  $Ox$  в поле  $H_0 = 0$ , а при его увеличении поворачивается к оси  $Oz$  и ложится на нее при  $H_0 = H_A$ , где эффективное поле анизотропии  $H_A = 2KM_0 - 4\pi M_0$  — разность поля одноосной анизотропии и поля размагничивания ФП. В поле  $H_0 = H_A$  происходит фазовый переход второго рода, после чего вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  всегда направлен по оси  $Oz$ . В плоскости ФП распространяются МСВ. Угол между волновым вектором  $\mathbf{k}$  этих волн и осью  $Oy$  обозначим через  $\varphi$ .

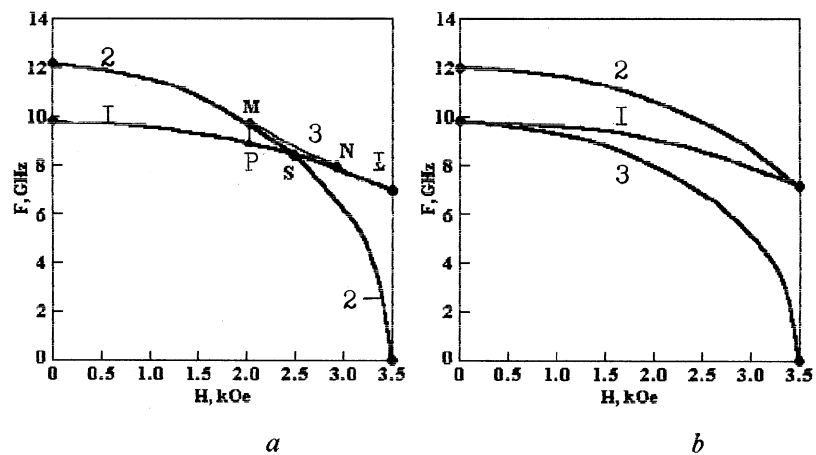
Полученное стандартными методами [7,8] дисперсионное соотношение для МСВ имеет вид

$$\beta - 2\mu_H \alpha \operatorname{cth}(\alpha kd) = 0, \quad (1)$$

где  $\alpha = \{(\mu_A \mu_H^{-1})[(1 - \mu_P \mu_A \mu_H^{-1}) \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi]\}^{1/2}$ ,  $\beta = (\nu_H^2 - \mu_P^2) \times \cos^2 \varphi - \mu_H \mu_A + \mu_P^2 - 1$ ,  $\mu_H = 1 + \Omega_H^2 \Lambda^{-1}$ ,  $\mu_A = 1 + (\Omega_A^2 - \Omega_H^2) \Lambda^{-1}$ ,  $\mu_P = -\Omega_H (\Omega_A^2 - \Omega_H^2)^{1/2} \Lambda^{-1}$ ,  $\nu_H = \Omega \Omega_H \Lambda^{-1}$ ,  $\Lambda = \Omega_A [(\Omega_A^2 - \Omega_H^2) - \Omega^2]$ ,  $\Omega = \omega (4\pi \gamma M_0)^{-1}$ ,  $\Omega_H = H_0 (4\pi M_0)^{-1}$ ,  $\Omega_A = H_A (4\pi M_0)^{-1}$ ,  $\omega$  — частота,  $\gamma$  — модуль гиромангнитного отношения для электрона,  $k$  — волновое число.

Из (1) видно, что характер решения определяется видом параметра  $\alpha$  и возможны МСВ двух типов. Как и МСВ в изотропной ФП [7,8], при  $\alpha$  мнимом — волны объемные (ОМСВ), а при  $\alpha$  действительном — поверхностные (ПМСВ). Ниже они называются анизотропными МСВ (АМСВ, АОМСВ и АПМСВ). Их волновой фронт не перпендикулярен плоскости ФП, как в [7,8], а наклонен к ней тем сильнее, чем ближе  $H_0$  к  $H_A$ . Распределение высокочастотной намагниченности по толщине ФП в отличие от [7,8] не стоячее, а бегущее и описывается периодической функцией или с постоянной амплитудой (АОМСВ), или с амплитудой, максимальной на поверхностях ФП и спадающей в глубину ФП по экспоненте (АПМСВ). АОМСВ многомодовы, АПМСВ одномодовы. При  $\varphi = 0^\circ$  АМСВ вырождаются в ПМСВ и ОМСВ, аналогичные описанным в [7,8].

АМСВ существуют в заданных частотно-полевых областях, в частотных диапазонах (от  $\Omega(0)$  до  $\Omega(\infty)$ ) и интервалах волновых чисел  $k$  (от 0 до  $\infty$ ), определяемых соотношением (1) и особенностями входящих в него компонент тензора магнитной проницаемости  $\nu_H$ ,  $\mu_P$ ,  $\mu_H$  и  $\mu_A$  (нули,  $\infty$ , пределы).



**Рис. 1.** Зависимости граничных частот спектра от поля при распространении волн перпендикулярно полю  $H_0$  ( $a - \varphi = 0^\circ$ ) и параллельно полю  $H_0$  ( $b - \varphi = 90^\circ$ ).

На рис. 1 приведены границы частотно-полевых областей для АМСВ, распространяющихся под углами  $\varphi = 0^\circ$  ( $a$ ) и  $\varphi = 90^\circ$  ( $b$ ) при  $4\pi M_0 = 1750$  Gs и  $H_A = 3.5$  kOe.

Для МСВ с  $\varphi = 0^\circ$  кривая 1 описывается формулой

$$\Omega(0) = \left\{ [\Omega_A(\Omega_A^2 - \Omega_H^2) + \Omega_H^2]\Omega_A^{-1} \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

ОМСВ и ПМСВ с этой частотой имеют  $k = 0$ .

Кривая 2 описывается формулой

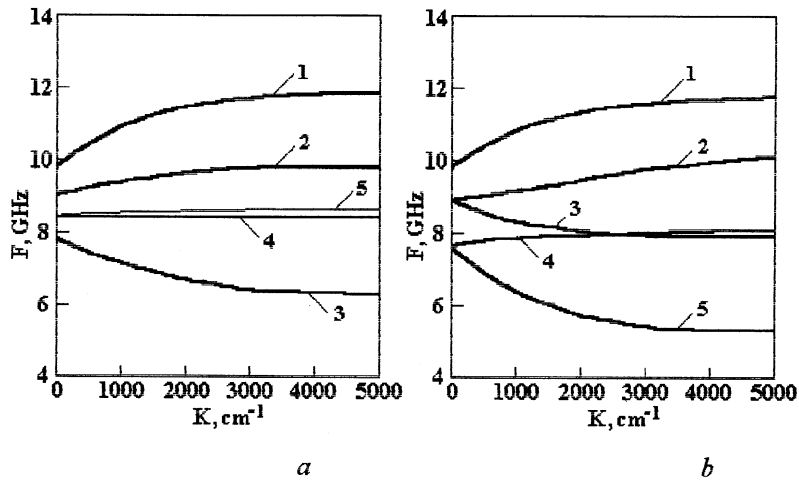
$$\Omega_v(\infty) = \left[ (\Omega_A^2 - \Omega_H^2)(\Omega_A + 1)\Omega_A^{-1} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

ОМСВ с этой частотой имеют  $k = \infty$ .

Кривая 3 существует только на участке  $MN$  и описывается формулой

$$\Omega_S(\infty) = (\Omega_A^3 + \Omega_H^2)(2\Omega_A\Omega_H)^{-1}, \quad (4)$$

ПМСВ с этой частотой имеют  $k = \infty$ .



**Рис. 2.** Дисперсионные кривые при распространении волн перпендикулярно полю  $H_0$  ( $a - \varphi = 0^\circ$ ) и параллельно полю  $H_0$  ( $b - \varphi = 90^\circ$ ) при его различных значениях:  $a - 1 - H_0 = 0$  Ое,  $2 - 2$  кОе,  $3 - 3$  кОе,  $4$  и  $5 - 2.474$  кОе;  $b - 1 - H_0 = 0$  Ое,  $2$  и  $3 - 2$  кОе,  $4$  и  $5 - 3$  кОе.

Кривые  $1$  и  $2$  пересекаются в точке  $S$ . Поле  $H_0$ , соответствующее ей, далее названо критическим и обозначено как  $H_S$  (на рис. 1,  $a$   $H_S = 2474$  Ое). Точки  $M$  и  $N$  — точки касания кривых  $1$  и  $2$  с кривой  $3$ . Между кривыми  $1$  и  $2$  существуют ОМСВ (при поле  $H_0 < H_S$  — прямые волны, а при поле  $H_0 > H_S$  — обратные). В области, ограниченной криволинейным треугольником  $MPN$ , существует прямая ПМСВ, спектр которой в треугольнике  $MPS$  перекрывается со спектром ОМСВ, что имеет место и для МСВ в ФП с кубической анизотропией [3–5].

При  $\varphi = 90^\circ$  существуют только АОМСВ (рис. 1,  $b$ ). Кривая  $1$  описывается формулой (2). Кривые  $2$  и  $3$  соответственно описываются формулами:

$$\Omega_{v,1}(\infty) = \left[ (\Omega_A^2 - \Omega_H^2) + \Omega_A \right]^{1/2}, \quad (5)$$

$$\Omega_{v,2}(\infty) = (\Omega_A^2 - \Omega_H^2)^{1/2}, \quad (6)$$

у АОМСВ с этими частотами  $k = \infty$ .

АОМСВ в области между кривыми 1 и 2 являются прямыми, а между кривыми 1 и 3 — обратными.

На рис. 2 приведены дисперсионные кривые МСВ с  $\varphi = 0^\circ$  (а) и  $\varphi = 90^\circ$  (б) при различных значениях поля  $H_0$  для ФП с толщиной  $15 \mu\text{m}$ .

На рис. 2, а кривые 1–4 описывают первую моду ОМСВ, кривая 5 — ПМСВ. Кривая 1 соответствует полю  $H_0 = 0$  Ое и описывает дисперсию прямых ОМСВ, аналогичных ОМСВ в изотропной ФП при нормальном намагничивании [7,8]. Кривая 2 соответствует полю  $H_0 < H_S$ , выгнута вверх и описывает прямые волны в области между кривыми 1 и 2 (на рис. 1, а). Кривая 3 соответствует полю  $H_0 > H_S$ , выгнута вниз и описывает обратные волны в области между кривыми 1 и 2 (на рис. 1, а). Кривая 4 соответствует полю  $H_0 = H_S$  и описывает ОМСВ, для которой частотный диапазон существования вырождается в точку, а дисперсионная кривая — в горизонтальную прямую линию. Кривая 5 также соответствует полю  $H_0 = H_S$ , но описывает прямую ПМСВ, для которой частотный диапазон существования конечен.

Рис. 2, б описывает первую моду АОМСВ. Кривая 1 совпадает с кривой 1 на рис. 2, а. Кривые 2 и 3 соответствуют полю  $H_0 = 2$  кОе. Кривая 2 выгнута вверх и описывает прямую волну в области между кривыми 1 и 2 на рис. 1, б. Кривая 3 выгнута вниз и описывает обратную волну в области между кривыми 1 и 3 на рис. 1, б. Кривые 4 и 5 соответствуют полю  $H_0 = 3$  кОе. Их частоты лежат ниже, чем при  $\varphi = 0^\circ$ , так как вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  сильнее наклонен к направлению поля  $H_0$ . В остальном эти кривые аналогичны кривым 2 и 3.

Полученные результаты качественно объясняют спектр, дисперсию и особенности возбуждения МСВ в ФП с нормальной одноосной анизотропией при касательном намагничивании в присутствии доменной структуры [6]. АОМСВ в гекса- и ортоферритах пока не наблюдаются и сравнение с ними невозможно.

Работа поддержана РФФИ (грант № 96–02–17283а).

## Список литературы

- [1] Берегов А.С. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1984. Т. 27. № 10. С. 9–16.
- [2] Чивилева О.А., Гуревич А.Г., Эмирян Л.М. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 110–115.

- [3] Зависляк И.В., Талаевский В.М., Чевнюк Л.В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 319–321.
- [4] Дудко Г.М., Казаков Г.Т., Сухарев А.Г., Филимонов Ю.А., Шейн И.В. // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35. № 5. С. 960–965.
- [5] Зильберман П.Е., Куликов В.М., Тихонов В.В., Шейн И.В. // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35. № 5. С. 966–976.
- [6] Вашковский А.В., Локк Э.Г., Щеглов В.И. // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. № 3. С. 1016–1031.
- [7] Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19. № 3/4. P. 308–320.
- [8] Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов: Изд-во СГУ, 1993. 316 с.