

05.2;09;12

Повышение термостабильности устройств на обратных объемных магнитостатических волнах в пленках кубических ферритов

© В.В. Шагаев

Институт материалов электронной техники, Калуга

Поступило в Редакцию 16 октября 2001 г.

Предлагается и исследуется метод термостабилизации параметров устройств на основе магнитостатических волн в ферритовых пленках, использующий зависимость температурных коэффициентов частот от ориентации намагничивающего поля относительно кристаллических осей материала пленки. Возможности метода продемонстрированы на пленках железиттриевого граната. Обнаруженные свойства пленок позволяют улучшить термостабильность частотозбирательных устройств на основе магнитостатических волн.

В наиболее эффективных методах термостабилизации параметров устройств на основе магнитостатических волн (МСВ) в ферритовых пленках в том или ином виде используются температурные изменения размагничивающего поля пленки [1,2]. При этом на конструкцию МСВ-устройства накладываются жесткие ограничения, связанные либо с необходимостью наклонного расположения пленки в поле магнита, либо с подбором „термостабильных“ размеров пленочного образца.

В данной работе исследуется возможность термостабилизации частот обратных объемных МСВ (ООМСВ) в касательно намагниченной пленке кубического феррита. При этом предполагается, что размеры образца позволяют пренебречь влиянием размагничивающего поля на температурные изменения частот ООМСВ. Из результатов работы [2] следует, что термокомпенсирующее влияние размагничивающего поля будет заметным, если отношение толщины пленки к ее размеру вдоль направления намагничивания превышает 0.1. При значении отношения 0.01 температурные смещения частот были близки к значениям, характерным для неограниченной в плоскости пленки.

Предлагаемый метод термостабилизации основан на зависимости температурных коэффициентов частот (ТКЧ) от ориентации намагничивающего поля относительно кристаллических осей пленки.

Основным источником температурной неустойчивости характеристик МСВ является температурная зависимость намагниченности насыщения феррита, и на первый взгляд кажется, что метод может быть реализован только в сильноанизотропных материалах, в которых поле магнитной анизотропии того же порядка, что и намагниченность насыщения. В то же время на сегодняшний день основным материалом спин-волновой электроники является железоиттриевый гранат (ЖИГ), относящийся к слабоанизотропным ферритам. Возможности предлагаемого метода продемонстрированы именно на примере пленок ЖИГ.

Рассмотрим факторы, влияющие на температурное смещение частот ООМСВ в анизотропных пленках. При построении теоретической модели будем исходить из уравнения дисперсии (УД) в безобменном приближении, выведенного стандартным способом [3]. В случае, когда $\mathbf{M} \perp \mathbf{n}$ и $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$ (\mathbf{M} — вектор намагниченности, \mathbf{n} — нормаль к пленке, \mathbf{k} — волновой вектор), УД МСВ в пленке толщиной d имеет вид [4]:

$$\tan\left(\frac{kd}{\sqrt{-\mu_{xx}}}\right) = \frac{2\sqrt{-\mu_{xx}}}{1 + \mu_{xx}}, \quad (1)$$

где μ_{xx} — компонент тензора магнитной проницаемости в системе координат xuz с осями $x \parallel \mathbf{n}$ и $z \parallel \mathbf{M}$. Причем

$$\mu_{xx} = \frac{f_l^2 - f^2}{f_s^2 - f^2}, \quad (2)$$

f — частота, а f_l и f_s — граничные частоты спектра ООМСВ,

$$\left(\frac{f_l}{g}\right)^2 = [H_z + M(N_{yy}^c - N_{zz}^c)] [H_z + M(N_{xx}^c - N_{zz}^c) + 4\pi M - H_u] - (MN_{xy})^2,$$

$$\left(\frac{f_s}{g}\right)^2 = [H_z + M(N_{yy}^c - N_{zz}^c)] [H_z + M(N_{xx}^c - N_{zz}^c) - H_u] - (MN_{xy})^2,$$

$g = 2.8 \text{ МГц/Ое}$ — гиромагнитное отношение, H_z — проекция внешнего магнитного поля на вектор \mathbf{M} , N_{ij}^c — эффективные размагничивающие факторы кристаллографической магнитной анизотропии,

$H_u = 2K_u/M$ — поле одноосной нормальной анизотропии с первой константой K_u [3], $4\pi M$ — намагниченность насыщения феррита.

Учет кристаллографической ориентации \mathbf{M} упростится, если ограничиться исследованием направлений намагничивания, совпадающих с осями симметрии кристалла третьего и четвертого порядка. В связи с этим дальнейшее рассмотрение построим для пленок кубических ферритов с кристаллографической ориентацией поверхности $\{110\}$. В этом случае в плоскости пленки расположены оси симметрии $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$, а эффективные размагничивающие факторы для этих направлений описываются соотношениями

$$M(N_{xx}^c - N_{zz}^c) = M(N_{yy}^c - N_{zz}^c) = H_c N_{\langle pqr \rangle}, \quad N_{xy} = 0,$$

где $H_c = K_c/M$ — поле кубической анизотропии с первой константой K_c , $N_{\langle 111 \rangle} = -4/3$ и $N_{\langle 100 \rangle} = 2$. Кроме того, $H_z = H$.

Выражение для температурной производной df/dT выводится из формул (1), (2). При этом $kd = \text{const}$, так что $d\mu_{xx}/dT = 0$. Простой расчет и преобразования приводят к следующему выражению для ТКЧ:

$$\alpha \equiv \frac{1}{f} \frac{df}{dT} = \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{g^2 H_{in}^2}{f^2} \right) \frac{1}{4\pi M} \frac{d(4\pi M)}{dT} + \left(1 + \frac{g^2 H_{in}^2}{f^2} \right) \frac{N_{\langle pqr \rangle}}{H_{in}} \frac{dH_c}{dT} - \frac{4\pi M H_{in} g^2}{f^2} \frac{d(H_u/4\pi M)}{dT} \right], \quad (3)$$

где $H_{in} = H + N_{\langle pqr \rangle} H_c$ — внутреннее эффективное поле.

На рис. 1 представлены зависимости $\alpha(f)$ и $kd(f)$, рассчитанные по значениям параметров монокристаллов ЖИГ [5,6]. Отметим, что влияние кристаллографической магнитной анизотропии на ТКЧ связано как с произведением $N_{\langle pqr \rangle} H_c$, так и с его температурной производной. Причем вклад в α слагаемого с $N_{\langle pqr \rangle} dH_c/dT$ увеличивается при уменьшении H_{in} . Отсюда, в частности, следует, что разница между значениями $\alpha_{\langle 111 \rangle}$ и $\alpha_{\langle 100 \rangle}$ (индекс указывает ориентацию \mathbf{M}) возрастает с уменьшением напряженности поля подмагничивания. Данная особенность наблюдается и при анализе зависимостей на рис. 1. Наиболее интересная ситуация возникнет, когда $\alpha_{\langle 111 \rangle}$ и $\alpha_{\langle 100 \rangle}$ будут иметь разные знаки. В этом случае между касательными осями $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ будет существовать „термостабильное“ кристаллографическое

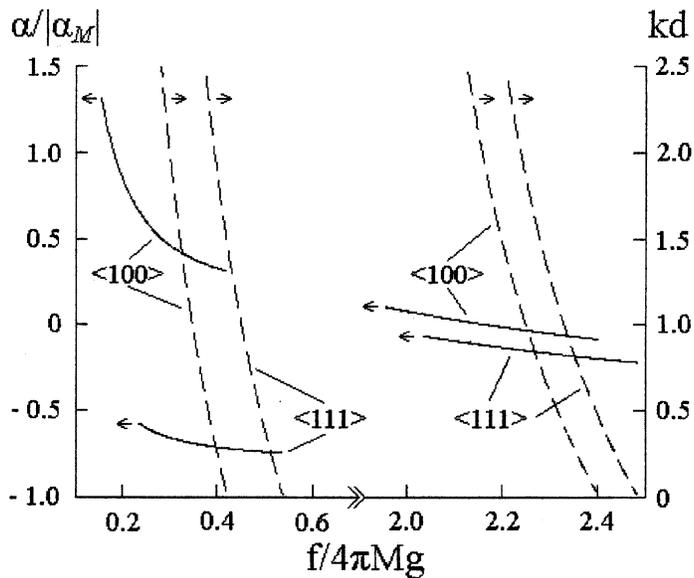


Рис. 1. ТКЧ спектров ООМСВ (сплошные кривые) и законы дисперсии основной моды (пунктирные), рассчитанные для пленки с параметрами: $4\pi M = 1750$ Gs, $H_c = -42$ Oe, $d(4\pi M)/dT = -4.0$ Gs/ $^{\circ}$ C, $dH_c/dT = 0.4$ Oe/ $^{\circ}$ C. Введено обозначение $\alpha_M \equiv (1/4\pi M)[d(4\pi M)/dT]$ и на кривых указаны направления намагничивания.

направление, для которого $df/dT = 0$. Следует отметить, что при этом предполагается непрерывная зависимость α от углов, задающих ориентацию \mathbf{M} . Соответствующий анализ, основанный на законах дисперсии, выведенных в наиболее общем случае произвольной кристаллографической ориентации \mathbf{M} [7,8], показывает отсутствие скачков в угловой зависимости α . Кроме того, по методу, изложенному в работе [7], можно рассчитать внешнее поле \mathbf{H} , исходя из „термостабильного“ направления \mathbf{M} и величины внутреннего поля.

Исследуем знаки $\alpha_{\langle 111 \rangle}$ и $\alpha_{\langle 100 \rangle}$. Для ЖИГ неравенство $\alpha_{\langle 111 \rangle} < 0$ выполняется при любом H и для всех частот спектра ООМСВ. Напротив, анализ другого неравенства $\alpha_{\langle 100 \rangle} \geq 0$ приводит к ограничениям на значения H и f . В частности, весь спектр ООМСВ будет иметь неотри-

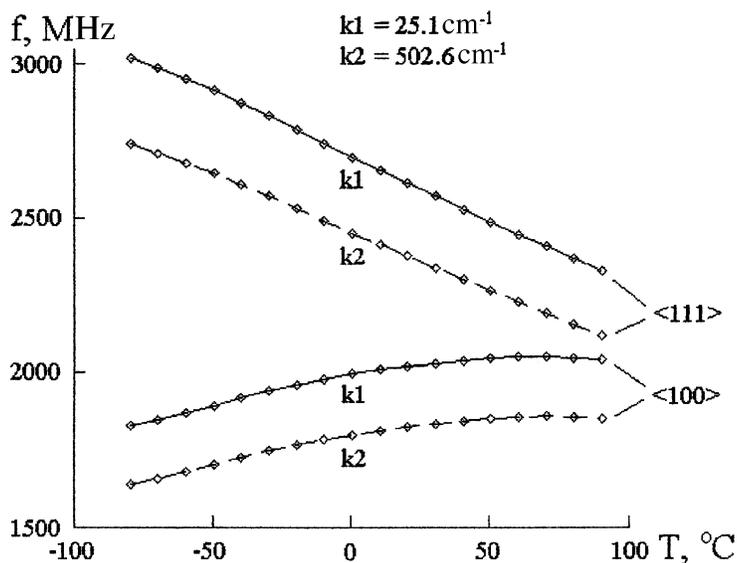


Рис. 2. Экспериментальные температурные зависимости частоты основной моды ООМСВ при двух значениях волнового вектора в пленке ЖИГ, намагниченной вдоль касательных осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ полем $H = 350$ Ое.

цательные ТКЧ, если минимальное значение $\alpha_{\langle 100 \rangle}$, достигаемое на длинноволновой границе спектра $f = f_1$, будет неотрицательным, т. е.

$$(df_1/dT)_{\langle 100 \rangle} \geq 0.$$

Используя приведенные выше выражения, после подстановок и преобразований получим неравенство

$$H \leq H_0,$$

$$H_0 = -2 \left[\frac{4\pi M_{eff}(dH_c/dT)}{d(4\pi M_{eff})/dT + 4(dH_c/dT)} + H_c \right], \quad 4\pi M_{eff} = 4\pi M - H_u.$$

Таким образом, теоретический анализ предсказывает существование порогового поля $H = H_0$, ниже которого знак $\alpha_{\langle 100 \rangle}$ на частотах спектра ООМСВ ($f_s < f \leq f_1$) становится положительным. В ЖИГ $H_0 \approx 670$ Ое.

Экспериментальные исследования были выполнены на пленке ЖИГ толщиной $10.6 \mu\text{m}$ и размерами в плоскости $15 \times 15 \text{ mm}$, выращенной на подложке гадолиний-галлиевого граната с ориентацией $\{110\}$. Отметим, что отношение толщины пленки к размеру в плоскости на два порядка меньше значения, при котором, согласно [2], будет существенным учет размагничивающего поля. На рис. 2 приведены результаты измерений. Характер полученных зависимостей соответствует развитым представлениям: в малом намагничивающем поле наблюдалась инверсия знака ТКЧ при изменении ориентации поля между касательными осями $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$.

Обнаруженные свойства ферритовых пленок позволяют улучшить термостабильность частотоизбирательных устройств на МСВ. Кроме того, при выборе кристаллографической ориентации поверхности пленки и направления намагничивания возможна компенсация как положительных, так и отрицательных изменений параметров других элементов устройства.

Список литературы

- [1] Фетисов Ю.К. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 12. С. 2393–2397.
- [2] Балинский М.Г., Берегов А.С., Ереценко И.Н., Нечаев И.А. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1992. В. 2 (446). С. 8–10.
- [3] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [4] Шагаев В.В. // ФТТ. 1998. Т. 40. № 11. С. 2089–2092.
- [5] Hansen P., Röschmann P., Tolksdorf W. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 6. P. 2728–2732.
- [6] Hansen P. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 8. P. 3638–3642.
- [7] Берегов А.С., Кудинов Е.В. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1986. В. 6 (390). С. 41–47.
- [8] Берегов А.С., Кудинов Е.В. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1987. В. 6 (400). С. 8–12.