

05.2;09;12

Феррит-гранатовые пленки с двумя термостабильными частотами ферромагнитного резонанса

© *В.В. Шагаев*

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
(Калужский филиал), Калуга
E-mail: mail@bmstu.kaluga.ru

Поступило в Редакцию 14 марта 2006 г.

Рассмотрена задача по термостабилизации частот собственных колебаний намагниченности в кубически анизотропных пленках. Варьируемыми параметрами задачи были направление намагничивающего поля и ориентация кристаллической решетки относительно плоскости пленки. Показано, что оба параметра могут быть выбраны из условий термостабильности двух частот.

PACS: 75.70.-i

Известен метод повышения термостабильности частот магнитоэлектрических волн (МСВ), в котором используется температурная зависимость размагничивающего поля пленочного феррита [1]. Выбором угла между внешним намагничивающим полем и пленкой можно получить нулевое значение температурного коэффициента частоты в заданной точке спектра.

В настоящей работе анализируется метод, в котором термостабильность частоты достигается совместным использованием размагничивающего поля и поля магнитной кристаллографической анизотропии феррита. Идея метода состоит в том, чтобы исходя из условий, налагаемых на характеристики магнитных колебаний, выбирать не только необходимое

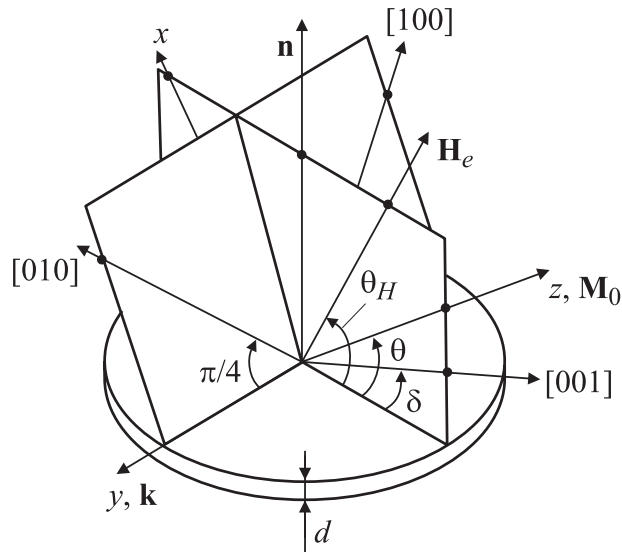


Рис. 1. Модель пленки кубического феррита. Тензор анизотропии: $M_0 N_{xx}^a = -\frac{9}{8} H_c [1 - \cos 4(\theta - \delta)] - H_u \cos^2 \theta$, $M_0 N_{yy}^a = -\frac{3}{2} H_c [1 - \cos 2(\theta - \delta)]$, $M_0 N_{zz}^a = -\frac{1}{8} H_c [9 + 4 \cos 2(\theta - \delta) + 3 \cos 4(\theta - \delta)] - H_u \sin^2 \theta$, $M_0 N_{xz}^a = \frac{1}{8} H_c [2 \sin 2(\theta - \delta) + 3 \sin 4(\theta - \delta)] - \frac{1}{2} H_u \sin 2\theta$.

направление внешнего магнитного поля, но и кристаллографическую ориентацию пленки. В отличие от упомянутого исходного метода, предлагаемый позволяет разрабатывать перестраиваемые МСВ-устройства с двумя термостабильными частотами.

Физические основы метода рассмотрим на примере термостабилизации частоты однородного ферромагнитного резонанса (ФМР) в пленке кубического феррита. Материалы этого типа наиболее успешно используются в спин-волновой электронике. А результаты, полученные для ФМР, будут обобщены на случай МСВ.

Анализ метода построим на основе модели пленки, изображенной на рис. 1. Особенностью модели является то, что в ней рассматриваются только пленки, плоскость которых проходит через ось кубического кристалла типа $\langle 110 \rangle$. При этом плоскость симметрии типа $\{110\}$

расположена перпендикулярно к пленке и именно в этой плоскости осуществляется намагничивание. Модель охватывает широкий набор кристаллографических ориентаций пленки, которые задаются всего одним углом δ . Для задания направления внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H}_e и вектора статической намагниченности \mathbf{M}_0 также достаточно ввести по одной угловой переменной — θ_H и θ соответственно.

Частота ФМР описывается формулой

$$f_0^2 = g^2 [H_{ez} + M_0(N_{xx}^a - N_{zz}^a) + 4\pi M_0 \cos 2\theta] \times [H_{ez} + M_0(N_{yy}^a - N_{zz}^a) - 4\pi M_0 \sin^2 \theta], \quad (1)$$

g — гиромагнитное отношение (2.8 МГц/Ое), $4\pi M_0$ — намагниченность насыщения феррита, N_{ij}^a — компоненты тензора эффективных размагничивающих факторов анизотропии. В подписи к рис. 1 компоненты выражены через поле кубической (H_c) и нормальной одноосной (H_u) магнитной анизотропии. Выражения для проекций внешнего поля имеют вид

$$H_{ez} = H_e \cos(\theta_H - \theta), \quad (2)$$

$$H_{ex} = H_e \sin(\theta_H - \theta) = M_0 N_{xz}^a + \frac{\sin 2\theta}{2} 4\pi M_0. \quad (3)$$

Расчет температурного коэффициента частоты (ТКЧ) сводится к дифференцированию по температуре уравнения (1). При этом помимо зависимостей $H_c(T)$, $H_u(T)$ и $4\pi M_0(T)$ необходимо учитывать температурную зависимость статической ориентации вектора намагниченности. Соответствующие производные $d\theta/dT$ и dH_{ez}/dT рассчитываются из уравнений (2), (3). Итоговое выражение для ТКЧ представимо в аналитическом виде с явными зависимостями от углов и частоты. Выражение имеет следующую структуру:

$$\alpha(f_0, \theta, \delta) = \frac{1}{f_0} \frac{df_0}{dT} = A(f_0, \theta, \delta) \frac{d(4\pi M_{eff})}{dT} + B(f_0, \theta, \delta) \frac{dH_c}{dT},$$

$4\pi M_{eff} = (4\pi M_0 - H_u)$ — эффективная намагниченность.

Уравнения (2), (3) и условие термостабильности частоты $\alpha(f_0, \theta, \delta) = 0$ позволяют построить параметрическую зависимость $\theta_H(\delta)$. В роли промежуточного параметра выступает θ . Примеры рассчитанных зависимостей приведены на рис. 2. Условию

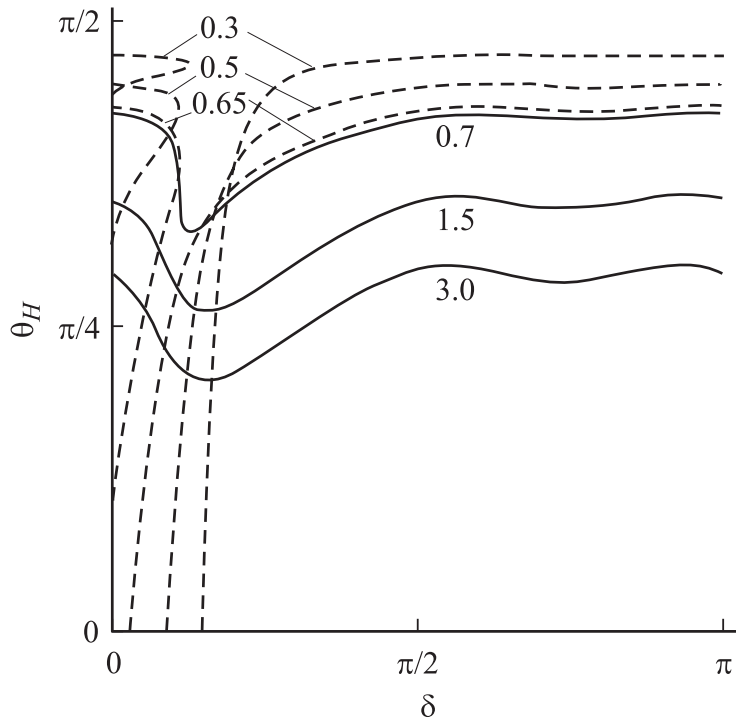


Рис. 2. Зависимости $\theta_H(\delta)$, рассчитанные из условия термостабильности частоты ФМР, $df_0/dT = 0$. Числами на кривых указаны нормированные значения частоты, $f_0/(4\pi M_{eff} g)$. Зависимости с $f_0 > f_b$ изображены сплошными кривыми, а с $f_0 < f_b$ — точечными. Значения магнитных параметров, использованные в расчетах: $\frac{H_c}{4\pi M_{eff}} = 0$, $\frac{dH_c/dT}{d(4\pi M_{eff})/dT} = -0.1$.

термостабильности двух частот с одинаковыми для обеих частот значениями θ_H и δ соответствуют точки пересечения зависимостей. Как следует из рис. 2, в исследуемой модели такие точки имеются. Детальный анализ показывает, что в интервале $0 \leq \delta \leq \pi$ зависимости $\theta_H(\delta)$ могут быть двух типов: либо непрерывными, либо состоящими из отдельных ветвей. Тип зависимости задается значением термостабилизируемой частоты. При этом имеется

разграничительное значение f_b (из данных на рис. 2 можно сделать оценку: $0.65 < f_b/(4\pi M_{eff}g) < 0.7$). Зависимости $\theta_H(\delta)$, построенные для двух частот, будут пересекаться, если хотя бы одна из частот меньше, чем f_b . Например, на рис. 2 зависимости со значениями нормированной частоты 0.3; 0.5; 0.65 пересекаются как между собой, так и с зависимостями, построенными для значений 0.7; 1.5; 3.0.

Аналогичные расчеты были выполнены для неоднородных колебаний намагниченности — безобменных магнитоэлектрических волн с волновым вектором $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_0$ (на рис. 1 $\mathbf{k} \parallel y$). В этом случае возможность термостабилизации двух частот при одинаковых значениях θ_H , δ и k также связана с положением частот относительно разграничительного значения $f_b(kd)$, являющегося функцией волнового числа, нормированного на толщину пленки d . Представляет интерес выразить $f_b(kd)$ через магнитные параметры феррита. Вывод формулы для $f_b(kd)$ построим, используя следующие особенности разграничительных зависимостей $\theta_H(\delta, kd)$: анализ показывает, что при любом kd они проходят через точку с координатами $\theta_H = 0$ и $\delta = 0$. Рассматривая только намагниченные до насыщения пленки, можно полагать, что при $\theta_H = 0$ также и $\theta = 0$, т.е. оба вектора \mathbf{M}_0 и \mathbf{H}_e будут касательны к пленке. Кроме того, при $\delta = 0$ вдоль обоих векторов направлена и кристаллическая ось симметрии типа $\langle 100 \rangle$. При данных обстоятельствах достаточно хорошим приближением для закона дисперсии МСВ будет следующая зависимость [2]:

$$\frac{f^2(kd)}{g^2} = (H_e + 2H_c)(H_e + 2H_c + 4\pi M_{eff}) + \frac{(4\pi M_{eff})^2}{4} [1 - \exp(-2kd)]. \quad (4)$$

Условие термостабильности $df(kd)/dT = 0$ позволяет определить H_e . Подстановка получившегося выражения в (4) приводит к следующей формуле:

$$\frac{f_b(kd)}{4\pi M_{eff}g} = \frac{\exp(-kd)}{2} \sqrt{\frac{\exp(-2kd)}{(1+4u)^2} - 1}, \quad (5)$$

где $u = \frac{dH_c/dT}{d(4\pi M_{eff})/dT}$ и полагалось $(-1/4) < u < 0$.

Отметим, что в формулу входит не само поле кубической анизотропии, а его температурная производная. Анализ зависимости $f_b(kd)$

показывает, что ее максимум достигается при $kd = 0$ и имеется ограничение на значения kd . Например, для пленок железоиттриевого граната ($Y_3Fe_5O_{12}$, ЖИГ) с $u \approx -0.1$ в случае ФМР (или МСВ с $kd \rightarrow 0$) имеем оценку $f_b/(4\pi M_{eff}g) = 2/3$.

Таким образом, кристаллографическую ориентацию пленок можно специально подбирать для улучшения температурных характеристик МСВ-устройств. При этом расширяются возможности конструирования устройств, предназначенных для работы в двух диапазонах частот. Кроме того, в настоящее время освоена технология выращивания пленок ЖИГ (железо-иттриевый гранат) на подложках с нормальной плоскостью $\{110\}$ и любыми значениями δ .

Список литературы

- [1] Фетисов Ю.К. // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 12. С. 2393–2397.
- [2] Шагаев В.В. // ЖТФ. 2004. Т. 74. В. 10. С. 108–112.