

## Ферритовые пленки с повышенной стабильностью частоты ферромагнитного резонанса

© В.В. Шагаев, Тун Тун Лин

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал,  
248000 Калуга, Россия  
e-mail: shagaev\_vv@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 8 июня 2016 г.)

Сформулирована задача, в которой требуется обеспечить устойчивость частоты магнитных колебаний ферритовой пленки при одновременном изменении значений двух магнитных параметров. Предложен метод стабилизации частоты однородного ферромагнитного резонанса при малых отклонениях эффективной намагниченности и поля кристаллографической магнитной анизотропии феррита от исходных значений. Выведено уравнение, которое в линейном приближении связывает вариацию частоты с вариациями магнитных параметров. Исследована возможность обращения в нуль коэффициентов при вариациях магнитных параметров. Показано, что такая возможность может быть реализована выбором кристаллографической ориентации пленки, напряженности и направления намагничивающего поля. В этом случае сдвиг частоты определяется квадратичной формой от вариаций магнитных параметров. Приведен пример расчета квадратичной формы. Проведено сравнение оптимизированной пленки с пленкой, у которой сдвиг частоты определяется линейной зависимостью от вариаций ее магнитных параметров.

DOI: 10.21883/JTF.2017.03.44242.1956

### Введение

Спектр колебаний намагниченности монокристаллической ферритовой пленки зависит от значений магнитных параметров феррита, важнейшими из которых являются намагниченность насыщения ( $4\pi M_0$ ), поле кристаллографической магнитной анизотропии ( $H_c$ ), и для пленок, выращенных на подложках, поле одноосной магнитной анизотропии ( $H_u$ ) [1]. В ряде случаев вместо параметров  $4\pi M_0$  и  $H_u$  можно использовать один комбинированный параметр — эффективную намагниченность ( $4\pi M_{\text{эф}}$ ). Изменение параметров  $4\pi M_{\text{эф}}$  и  $H_c$  приводит к смещению определяемых ими частот. Это смещение в линейном по изменениям  $\delta(4\pi M_{\text{эф}})$  и  $\delta H_c$  приближении можно рассчитать по уравнению

$$\delta f = a\delta(4\pi M_{\text{эф}}) + b\delta H_c, \quad (1)$$

где  $a = df/d(4\pi M_{\text{эф}})$  и  $b = df/dH_c$ . Условие стабильности частоты можно представить в виде  $\delta f = 0$ . Есть два варианта выполнения условия. В первом — постоянство частоты достигается взаимной компенсацией слагаемых в правой части формулы (1). Во втором — в нуль обращается каждое из слагаемых, и тогда  $a = 0$  и  $b = 0$ . В этом случае в отличие от первого варианта условие  $\delta f = 0$  будет выполнено при любых значениях  $\delta(4\pi M_{\text{эф}})$  и  $\delta H_c$ .

Первый вариант был подробно исследован в работах [2–4]. В этих работах рассчитаны температурные коэффициенты частот магнитостатических волн. В частности, исходя из условия термостабильности частот, была рассмотрена возможность взаимной компенсации температурных зависимостей намагниченности насыщения и поля анизотропии.

Второй вариант в научной литературе не описан. Именно ему посвящена настоящая работа. С практической точки зрения второй вариант интересен тем, что позволяет стабилизировать частоту независимо от природы изменения магнитных параметров феррита. Такие изменения могут быть связаны с температурой, с химическим составом, с упругими напряжениями.

### Разработка модели

Предлагаемый способ был опробован в модели пленки кубического феррита при решении задачи по стабилизации частоты однородного ферромагнитного резонанса (ФМР) (рис. 1).

Используемые обозначения:  $M_0$  — вектор намагниченности феррита,  $H_e$  — вектор напряженности внеш-

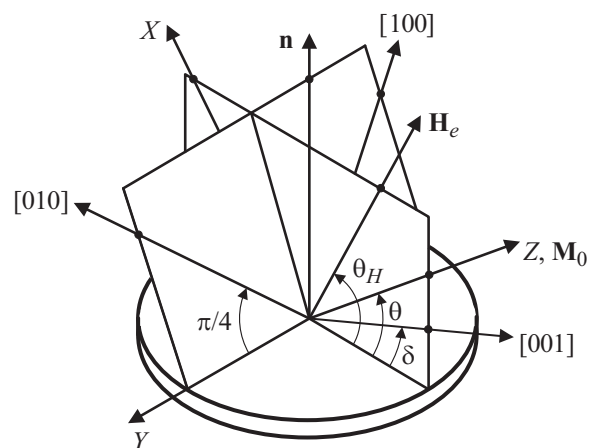


Рис. 1. Модель пленки.

него намагничивающего поля,  $\mathbf{n}$  — нормаль к пленке,  $X, Y, Z$  — координатные оси, причем  $Z \parallel \mathbf{M}_0$  и  $Y \perp \mathbf{n}$ ,  $\theta, \theta_H, \delta$  — углы наклона к пленке векторов  $\mathbf{M}_0, \mathbf{H}_e$  и кристаллографической оси  $[001]$  соответственно. Предполагалось, что векторы  $\mathbf{H}_e$  и  $\mathbf{M}_0$  расположены в плоскости кристаллографической симметрии, проходящей через ось  $[001]$ . Данное предположение позволяет сократить количество угловых переменных, используемых в модели.

Плотность энергии магнитной анизотропии в большинстве пленок ферритов с кубической симметрией кристаллической решетки, выращенных на монокристаллических подложках, описывается выражением [1]

$$W_a = -\frac{K_{c1}}{2M_0^4} \sum_p M_p^4 + K_{u1} \cos^2 \theta,$$

где  $K_{c1}$  — первая константа кубической магнитной анизотропии, и суммирование производится по проекциям вектора намагниченности на оси системы координат, образованной осями симметрии кристалла четвертого порядка,  $K_{u1}$  — первая константа одноосной нормальной анизотропии. Данное выражение было использовано при выводе формулы для частоты ФМР, а также при выводе уравнения связи между углами  $\theta$  и  $\theta_H$ . При этом поля анизотропии определены выражениями  $H_c = K_{c1}/M_0$  и  $H_u = 2K_u/M_0$ .

Частота ФМР в рассматриваемой модели задана формулой [5]:

$$(f_0/g)^2 = (H_{ez} + H_c n_x + 4\pi M_{\text{eff}} \cos 2\theta) \times (H_{ez} + H_c n_y - 4\pi M_{\text{eff}} \sin^2 \theta), \quad (2)$$

где  $g$  — гиромагнитное отношение (в расчетах полагалось  $g = 2.8 \text{ MHz/Oe}$ ),  $H_{ez}$  — проекция вектора  $\mathbf{H}_e$  на вектор  $\mathbf{M}_0$ ,  $4\pi M_{\text{eff}} = 4\pi M_0 - H_u$  — эффективная намагниченность, параметры  $n_x$  и  $n_y$  учитывают влияние кристаллографической магнитной анизотропии и определены формулами

$$n_x = \frac{1}{2} [\cos 2(\theta - \delta) + 3 \cos 4(\theta - \delta)], \quad (3)$$

$$n_y = \frac{1}{8} [-3 + 16 \cos 2(\theta - \delta) + 3 \cos 4(\theta - \delta)]. \quad (4)$$

В общем случае частота ФМР определяется значениями магнитных параметров феррита  $4\pi M_{\text{eff}}, H_c$  и значениями параметров вектора напряженности намагничивающего поля  $H_e, \theta_H$ . Разрабатываемая модель направлена на решение задачи устойчивости частоты к изменениям магнитных параметров феррита. Из формулы (2) можно вывести соотношение, связывающее между собой малые изменения квадрата частоты с изменениями этих параметров. В линейном приближении соотношение будет

иметь следующий вид:

$$\delta \left( \frac{f_0}{g} \right)^2 = 4\pi M_{\text{eff}} [A\delta(4\pi M_{\text{eff}}) + B\delta H_c], \quad (5)$$

где  $A$  и  $B$  — безразмерные величины, задаваемые полными производными:

$$A = \frac{1}{4\pi M_{\text{eff}}} \frac{d(f_0/g)^2}{d(4\pi M_{\text{eff}})},$$

$$B = \frac{1}{4\pi M_{\text{eff}}} \frac{d(f_0/g)^2}{dH_c}.$$

При выводе выражений для производных должна быть учтена зависимость  $\theta, H_{ez}, n_x, n_y$  от  $4\pi M_{\text{eff}}, H_c, H_e, \theta_H$ . Необходимые соотношения могут быть выведены из уравнений, определяющих проекции намагничивающего поля  $\mathbf{H}_e$  на координатные оси  $Z$  и  $X$ :

$$H_{ez} = H_e \cos(\theta_H - \theta), \quad (6)$$

$$H_{ex} = H_e \sin(\theta_H - \theta) = M_0 N_{xz}^c + \left( \frac{\sin 2\theta}{2} \right) 4\pi M_{\text{eff}}. \quad (7)$$

Здесь  $N_{xz}^c$  компонента эффективного размагничивающего фактора кубической анизотропии, определяемая формулой [5]:

$$M_0 N_{xz}^c = \frac{1}{8} H_c [2 \sin 2(\theta - \delta) + 3 \sin 4(\theta - \delta)]. \quad (8)$$

Из уравнений (6)–(8) следуют уравнения связи для вариаций  $\delta\theta = C\delta(4\pi M_{\text{eff}}) + D\delta H_c$  и  $\delta H_{ez} = K\delta\theta$ , где

$$C = -\frac{\sin 2\theta}{2H_{ez} + H_c [\cos 2(\theta - \delta) + 3 \cos 4(\theta - \delta)] + 2 \cdot 4\pi M_{\text{eff}} \cos 2\theta} \quad (9)$$

$$D = -\frac{2 \sin 2(\theta - \delta) + 3 \sin 4(\theta - \delta)}{4\{2H_{ez} + H_c [\cos 2(\theta - \delta) + 3 \cos 4(\theta - \delta)] + 2 \cdot 4\pi M_{\text{eff}} \cos 2\theta\}}, \quad (10)$$

$$K = \frac{H_c}{8} [2 \sin 2(\theta - \delta) + 3 \sin 4(\theta - \delta)] + \frac{4\pi M_{\text{eff}}}{2} \sin 2\theta. \quad (11)$$

Из равенств (3) и (4) следует  $\delta n_x = (\partial n_x / \partial \theta) \delta\theta$  и  $\delta n_y = (\partial n_y / \partial \theta) \delta\theta$ .

Таким образом, расчетные формулы для  $A$  и  $B$  будут иметь вид

$$4\pi M_{\text{eff}} A = \frac{\partial(f_0/g)^2}{\partial(4\pi M_{\text{eff}})} + \left[ \frac{\partial(f_0/g)^2}{\partial H_{ez}} K + \frac{\partial(f_0/g)^2}{\partial \theta} + \frac{\partial(f_0/g)^2}{\partial n_x} \frac{\partial n_x}{\partial \theta} + \frac{\partial(f_0/g)^2}{\partial n_y} \frac{\partial n_y}{\partial \theta} \right] C, \quad (12)$$

$$4\pi M_{\text{eff}} B = \frac{\partial(f_0/g)^2}{\partial H_c} + \left[ \frac{\partial(f_0/g)^2}{\partial H_{ez}} K + \frac{\partial(f_0/g)^2}{\partial \theta} + \frac{\partial(f_0/g)^2}{\partial n_x} \frac{\partial n_x}{\partial \theta} + \frac{\partial(f_0/g)^2}{\partial n_y} \frac{\partial n_y}{\partial \theta} \right] D, \quad (13)$$

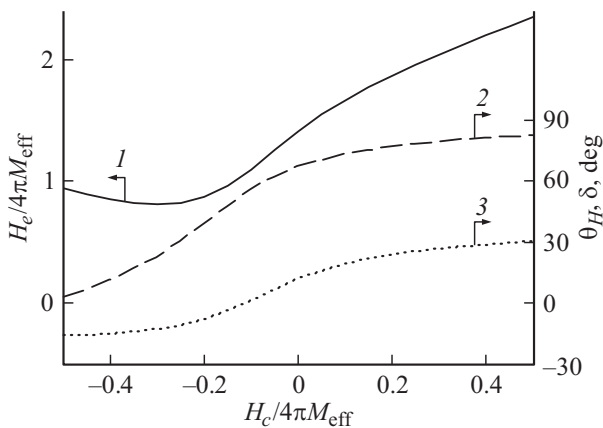


Рис. 2. Зависимости оптимальных значений  $H_e/4\pi M_{\text{эфф}}$  (1),  $\theta_H$  (2) и  $\delta$  (3) от  $H_c/4\pi M_{\text{эфф}}$ .

Конечная цель расчетов заключается в том, чтобы из уравнений  $A = 0$ ,  $B = 0$  и (2) определить значения параметров  $\delta$ ,  $\theta$  и  $H_{ez}$ . При этом в уравнение (2) нужно подставить значение стабилизируемой частоты  $f_0$ , а в правые части равенств (12), (13) подставить исходные значения  $4\pi M_{\text{эфф}}$  и  $H_c$ . После определения значений  $\delta$ ,  $\theta$  и  $H_{ez}$  нужно выполнить переход к значениям экспериментально контролируемых параметров  $\theta_H$  и  $H_e$ . Такой переход основывается на уравнениях (6)–(8).

В качестве примера на рис. 2 приведены результаты расчетов, выполненных для случая  $f_0 = 4\pi M_{\text{эфф}}g$ . Исходные значения  $H_c$  и  $4\pi M_{\text{эфф}}$  отложены по оси абсцисс в виде отношения  $H_c/4\pi M_{\text{эфф}}$ . Уместно отметить, что в настоящее время практическое применение нашли пленки ферритов со слабой анизотропией, когда  $|H_c| \ll 4\pi M_{\text{эфф}}$ . Используемый в расчетах интервал значений  $H_c/4\pi M_{\text{эфф}}$  позволяет сделать вывод о том, что оптимальные значения параметров  $\delta$ ,  $\theta_H$  и  $H_e$  могут быть найдены и для перспективных материалов, у которых  $H_c$  будет сравнимым с  $4\pi M_{\text{эфф}}$ .

## Анализ результатов моделирования

В рассматриваемой задаче критерием оптимальности выбора значений параметров  $H_e$ ,  $\theta_H$ ,  $\delta$  является обращение в нуль выражения для  $\delta f_0$ , полученного в линейном по вариациям  $\delta(4\pi M_{\text{эфф}})$  и  $\delta H_c$  приближении. Тогда  $\delta f_0$  будет задано квадратичной формой

$$\frac{\delta f_0}{f_0} = \frac{1}{4(f_0/g)^2} \left\{ \frac{d^2(f_0/g)^2}{d(4\pi M_{\text{эфф}})^2} [\delta(4\pi M_{\text{эфф}})]^2 + 2 \frac{d^2(f_0/g)^2}{dH_c d(4\pi M_{\text{эфф}})} \delta(4\pi M_{\text{эфф}}) \delta H_c + \frac{d^2(f_0/g)^2}{dH_c^2} (\delta H_c)^2 \right\}.$$

Расчет коэффициентов квадратичной формы удобно выполнить исходя из формулы (2) с подстановками в нее вместо параметров  $H_{ez}$ ,  $n_x$ ,  $n_y$  выражений (3), (4), (6). При этом в выражениях надо использовать найденные

значения  $H_e$ ,  $\theta_H$  и  $\delta$ . Правая часть формулы (2) после такой подстановки будет определена параметрами  $4\pi M_{\text{эфф}}$ ,  $H_c$ ,  $\theta$ , причем, как уже было отмечено, независимыми будут только параметры  $4\pi M_{\text{эфф}}$  и  $H_c$ . Тогда вторые производные в коэффициентах квадратичной формы нужно рассчитывать по формулам

$$\frac{d^2(f_0/g)^2}{d(4\pi M_{\text{эфф}})^2} = \frac{\partial \left[ \frac{d(f_0/g)^2}{d(4\pi M_{\text{эфф}})} \right]}{\partial (4\pi M_{\text{эфф}})} + \frac{\partial \left[ \frac{d(f_0/g)^2}{d(4\pi M_{\text{эфф}})} \right]}{\partial \theta} \frac{d\theta}{d(4\pi M_{\text{эфф}})},$$

$$\frac{d^2(f_0/g)^2}{dH_c d(4\pi M_{\text{эфф}})} = \frac{\partial \left[ \frac{d(f_0/g)^2}{d(4\pi M_{\text{эфф}})} \right]}{\partial H_c} + \frac{\partial \left[ \frac{d(f_0/g)^2}{d(4\pi M_{\text{эфф}})} \right]}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dH_c},$$

$$\frac{d^2(f_0/g)^2}{dH_c^2} = \frac{\partial \left[ \frac{d(f_0/g)^2}{dH_c} \right]}{\partial H_c} + \frac{\partial \left[ \frac{d(f_0/g)^2}{dH_c} \right]}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dH_c}.$$

В этих формулах первые производные также должны быть рассчитаны с учетом зависимости  $\theta$  от  $4\pi M_{\text{эфф}}$  и  $H_c$ :

$$\frac{d(f_0/g)^2}{d(4\pi M_{\text{эфф}})} = \frac{\partial(f_0/g)^2}{\partial(4\pi M_{\text{эфф}})} + \frac{\partial(f_0/g)^2}{\partial \theta} \frac{d\theta}{d(4\pi M_{\text{эфф}})},$$

$$\frac{d(f_0/g)^2}{dH_c} = \frac{\partial(f_0/g)^2}{\partial H_c} + \frac{\partial(f_0/g)^2}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dH_c}.$$

Производные  $d\theta/d(4\pi M_{\text{эфф}})$  и  $d\theta/dH_c$  определены правыми частями соответственно выражений (9) и (10) с подстановками в них вместо  $H_{ez}$  выражения (6).

На рис. 3 приведены примеры зависимостей, задаваемых квадратичной формой. Рассчитанные значения  $\delta f_0$  расположены на поверхностях гиперболических параболоидов, имеющих форму седла. Из сравнения поверхностей между собой видно, что зависимость частоты от вариаций магнитных параметров уменьшается

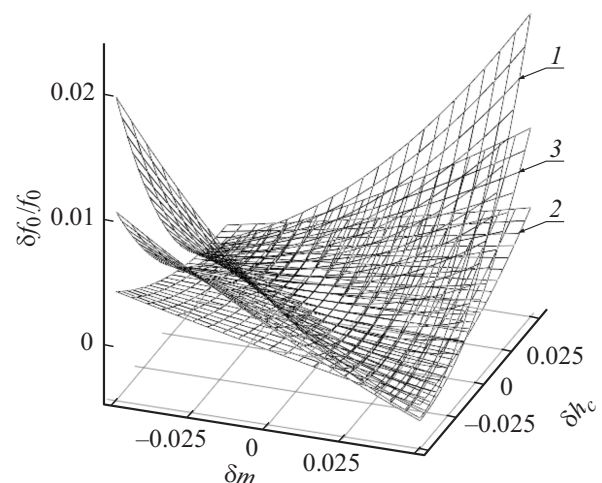
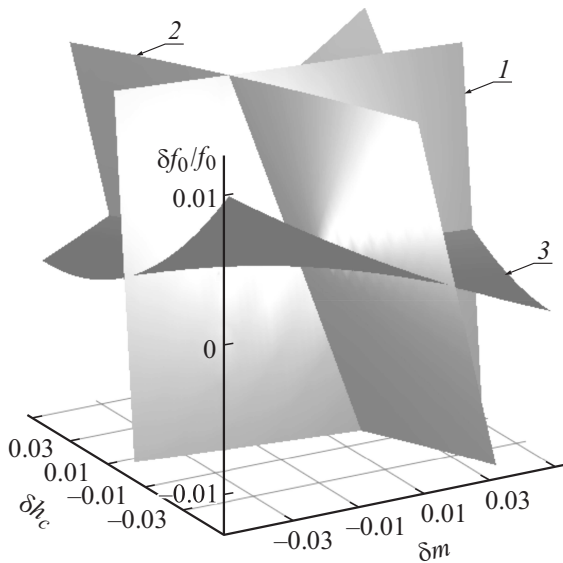


Рис. 3. Относительное смещение частоты ФМР в пленках с оптимизированными параметрами. Исходные значения поля анизотропии: 1 —  $H_c/(4\pi M_{\text{эфф}}) = 0.5$ , 2 —  $H_c/(4\pi M_{\text{эфф}}) = -0.5$ , 3 —  $H_c = 0$ . Исходное значение частоты ФМР:  $f_0 = 4\pi M_{\text{эфф}}g$ . Обозначения осей:  $\delta m \equiv \delta(4\pi M_{\text{эфф}})/(4\pi M_{\text{эфф}})$  и  $\delta h_c \equiv \delta H_c/(4\pi M_{\text{эфф}})$ .



**Рис. 4.** Относительное смещение частоты ФИР: 1 — пленка {110} и  $\theta_H = 0$ , 2 — пленка {110} и  $\theta_H = \pi/2$ , 3 — пленка с оптимизированными параметрами. Исходные значения:  $f_0 = 4\pi M_{\text{эфф}}g$ ,  $H_c = 0$ . Обозначения осей:  $\delta m \equiv \delta(4\pi M_{\text{эфф}})/(4\pi M_{\text{эфф}})$  и  $\delta h_c \equiv \delta H_c/(4\pi M_{\text{эфф}})$ .

с уменьшением  $H_c$  и с переходом  $H_c$  от положительных значений к отрицательным.

Также представляет интерес сравнение оптимизированных пленок с „обычными“. Для такого сравнения был выполнен расчет, результаты которого представлены на рис. 4. Наряду с оптимизированной была рассмотрена пленка с кристаллографической ориентацией типа {110}, намагниченная двумя способами — касательно и перпендикулярно. В пленках обоого типа поле  $H_c$  варьировало вблизи значения  $H_c = 0$ , и, как и в предыдущем расчете (рис. 3), полагалось  $f_0 = 4\pi M_{\text{эфф}}g$ . По-прежнему была использована модель, изображенная на рис. 1. Пленка, взятая для сравнения, была ориентирована вдоль плоскости (011) и характеризовалась значением  $\delta = 0$ . Кроме того, полагалось  $\theta_H = 0$  при касательном намагничивании и  $\theta_H = \pi/2$  — при перпендикулярном. Кристаллографическая симметрия рассматриваемых направлений намагничивания позволяет полагать  $\theta = \theta_H$  и не учитывать вариаций  $\delta H_{ez}$ ,  $\delta n_x$ ,  $\delta n_y$ ,  $\delta \theta$ . Данное утверждение также следует и из выражений (6)–(11). Расчет на основе формул (2)–(4) и (6) приводит к следующим соотношениям:

$$\left(\frac{\delta f_0}{f_0}\right)_{\text{tan}} = \sqrt{\left(\sqrt{1.25} - 0.5 + \frac{2\delta H_c}{4\pi M_{\text{эфф}}}\right) \times \left[\sqrt{1.25} + 0.5 + \frac{\delta(4\pi M_{\text{эфф}})}{4\pi M_{\text{эфф}}} + \frac{2\delta H_c}{4\pi M_{\text{эфф}}}\right]} - 1, \quad (14)$$

в случае касательного намагничивания и

$$\left(\frac{\delta f_0}{f_0}\right)_{\text{per}} = \sqrt{\left[1 - \frac{\delta(4\pi M_{\text{эфф}})}{4\pi M_{\text{эфф}}} + \frac{\delta H_c}{4\pi M_{\text{эфф}}}\right] \left[1 - \frac{\delta(4\pi M_{\text{эфф}})}{4\pi M_{\text{эфф}}} - \frac{2\delta H_c}{4\pi M_{\text{эфф}}}\right]} - 1 \quad (15)$$

в случае перпендикулярного намагничивания.

Как следует из рисунка, рассчитанные по данным уравнениям поверхности имеют форму, близкую к плоскостям, задаваемым линейными зависимостями между вариациями  $\delta f_0$ ,  $\delta(4\pi M_{\text{эфф}})$  и  $\delta H_c$ . Эти зависимости можно получить, представляя правые части формул (14), (15) линейными по вариациям  $\delta(4\pi M_{\text{эфф}})$ ,  $\delta H_c$  приближениями. В оптимизированной пленке зависимость  $\delta f_0$  от  $\delta(4\pi M_{\text{эфф}})$  и  $\delta H_c$  является квадратичной, и при этом поверхность, описываемая квадратичной формой, демонстрирует более высокую стабильность частоты, чем плоскости, задаваемые линейными зависимостями.

### Заключение

Предложенный способ стабилизации может быть применен и к частотам из спектра магнитостатических волн. Отличия от ФМР будут лишь в выражении для частоты — в случае волны вместо формулы (2) надо исходить из дисперсионного уравнения с подстановкой в него значения волнового числа.

Результаты работы могут быть использованы при разработке устройств спин-волновой электроники. В настоящее время основными материалами данного класса устройств являются пленки железиттриевого граната (ЖИГ,  $Y_3Fe_5O_{12}$ ), выращенные на монокристаллических подложках гадолиний-галлиевого граната ( $Gd_3Ga_5O_{12}$ ). Пленкам ЖИГ присуща кубическая магнитная анизотропия. Намагниченностью насыщения и полем кубической анизотропии ЖИГ можно управлять, замещая ионы железа ионами галлия и скандия [6–8]. Нестабильность спектров магнитных колебаний таких пленок связана с зависимостью магнитных параметров от температуры и от химического состава. Метод, описанный в настоящей работе, позволяет минимизировать влияние обоих факторов и тем самым стабилизировать частотные характеристики устройств. Кроме того, в методе не вводились ограничения на значения магнитных параметров феррита, так что построенная теория может быть применена и к новым разрабатываемым материалам.

### Список литературы

- [1] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
- [2] Шагаев В.В. // ЖТФ. 1998. Т. 6. Вып. 10. С. 99–103.
- [3] Шагаев В.В. // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 12. С. 2215–2221.
- [4] Шагаев В.В. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 18. С. 1–6.

- [5] *Бондаренко Г.Г., Шагаев В.В.* // Изв. вузов. Сер. Физика. 2013. Т. 56. № 1/2. С. 13–22.
- [6] *Казаков Г.Т., Маряхин А.В., Нам Б.П., Сухарев А.Г., Филимонов Ю.А., Шени И.В., Суров Ю.И., Марголина Р.Ю.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 19. С. 1733–1736.
- [7] *Hansen P., Röschmann P., Tolksdorf W.* // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 6. P. 2728–2732.
- [8] *Hansen P.* // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 8. P. 3638–3642.