

УДК 537.635

ДВОЙНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТ МАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ФЕРРИТОВЫХ ПЛЕНКАХ

В. В. Шагаев, В. И. Детюк, Тун Тун Лин

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
(национальный исследовательский университет), Калужский филиал,
24800, г. Калуга, ул. Баженова, д.2

Статья поступила в редакцию 9 января 2018 г.

Аннотация. Методами математического моделирования исследована возможность повышения стабильности частот магнитных колебаний в монокристаллических ферритовых пленках относительно изменения сразу двух параметров – температуры и параметра, определяющего химический состав. Рассмотренный способ стабилизации основан на оптимальном выборе кристаллографической ориентации пленки и направления намагничивающего поля. Критериями оптимальности были нулевые значения первых производных от частоты по температуре и от частоты по концентрации варьируемого химического элемента. Построена математическая модель пленок галлий-замещенного железоиттриевого граната. Проведено сравнение между собой пленок с двойной стабилизацией и пленок со стабилизацией частоты относительно изменения только одного параметра. В последнем случае пленки имели кристаллографическую ориентацию типа $\{111\}$, и стабилизация осуществлялась выбором только направления намагничивающего поля. Приведены 3d-графики зависимости смещения частоты ферромагнитного резонанса от изменения температуры и концентрации галлия. Установлено, что при двойной стабилизации эти зависимости представляют собой поверхности в форме седла. Даны рекомендации по использованию рассмотренного метода для стабилизации устройств на магнитостатических волнах.

Ключевые слова: ферритовая пленка, галлий-замещенный железоиттриевый гранат, магнитная анизотропия, намагниченность, ферромагнитный резонанс,

стабилизация частоты.

Abstract. By the methods of mathematical modeling a possibility of stability increase of the magnetic oscillations frequencies in the single crystal ferrite films regarding change of at once two parameters – temperature and the parameter, defining chemical composition, is investigated. The considered method of stabilization is based on an optimal choice of a film crystallographic orientation and a magnetizing field direction. The zero values of the frequency first derivatives of temperature and of the varied chemical element concentration were criteria for optimality. The mathematical model of galliumsubstituted yttrium iron garnet films is constructed. Comparison between itself of the films with double stabilization and the films with stabilization of frequency regarding change of only one parameter is made. In the last case the films had crystallographic orientation of type {111}, and the stabilization was realized by the choice of only of the magnetizing field direction. 3d plots of the ferromagnetic resonance frequency displacement from change of temperature also from change of gallium concentration are given. It is established that in in a case of double stabilization this dependences are the saddle-shaped surfaces. Recommendations of a considered method use for stabilization of the devices on the magnetostatic waves are given.

Key words: ferrite film, galliumsubstituted yttrium iron garnet, magnetic anisotropy, magnetization, ferromagnetic resonance, frequency stabilization.

Введение

Ферритовые пленки являются основой приборов спин-волновой электроники. Вместе с тем, неконтролируемое изменение химического состава пленок в процессе их изготовления и изменение температурных режимов эксплуатации являются главными факторами нестабильности характеристик пленочных устройств. В линейном приближении нестабильность рабочей частоты прибора можно оценить с помощью соотношения:

$$\Delta f_0 \approx \frac{df_0}{dT} \Delta T + \frac{df_0}{dt} \Delta t, \quad (1)$$

где f_0 – частота, расположенная в спектре собственных колебаний намагниченности пленки; T – температура; t – параметр химического состава, и для обозначения отклонений параметров здесь и далее использован знак « Δ ».

В ферритовых пленках наиболее существенно от температуры и состава зависят эффективная намагниченность ($4\pi M_{eff}$) и поле кристаллографической магнитной анизотропии (H_c), так что производные в соотношении (1) можно представить в виде:

$$\frac{df_0}{dT} = \frac{df_0}{d(4\pi M_{eff})} \frac{d(4\pi M_{eff})}{dT} + \frac{df_0}{dH_c} \frac{dH_c}{dT}, \quad (2)$$

$$\frac{df_0}{dt} = \frac{df_0}{d(4\pi M_{eff})} \frac{d(4\pi M_{eff})}{dt} + \frac{df_0}{dH_c} \frac{dH_c}{dt}. \quad (3)$$

Задачу по стабилизации частоты можно решать несколькими способами. Можно исходить из условия стабилизации относительно изменения только одного из параметров – либо только относительно T , либо только относительно t . Тогда условие $\Delta f_0 = 0$, согласно равенствам (2) и (3), приводит к уравнениям:

$$\frac{df_0}{d(4\pi M_{eff})} \frac{d(4\pi M_{eff})}{dT} + \frac{df_0}{dH_c} \frac{dH_c}{dT} = 0 \quad (4)$$

при стабилизации относительно изменения температуры и

$$\frac{df_0}{d(4\pi M_{eff})} \frac{d(4\pi M_{eff})}{dt} + \frac{df_0}{dH_c} \frac{dH_c}{dt} = 0 \quad (5)$$

при стабилизации относительно изменения состава.

Температурная стабилизация была рассмотрена в ряде работ (см., например, [1–4]). В частности установлено, что условие (4) может быть выполнено выбором угла между вектором напряженности намагничивающего поля и пленкой. Кроме того, можно использовать магнитную систему с компенсирующей температурной зависимостью напряженности намагничивающего поля [5–8], и тогда левую часть уравнения (4) надо

дополнить еще одним слагаемым. Вопрос же о стабилизации частоты относительно изменения состава детально не рассматривался.

В другом варианте стабилизации можно потребовать одновременного выполнения равенств (4), (5), и тогда условие $\Delta f_0 = 0$ будет выполнено относительно изменения обоих параметров T и t . Реализовать данное условие можно выбором двух углов – угла наклона к пленке намагничивающего поля и угла, определяющего кристаллографическую ориентацию пленки. Оба угла могут быть найдены путем решения системы уравнений

$$\frac{df_0}{d(4\pi M_{eff})} = 0, \quad \frac{df_0}{dH_c} = 0. \quad (6)$$

Производные $d(4\pi M_{eff})/dT$, dH_c/dT и $d(4\pi M_{eff})/dt$, dH_c/dt в этом способе вообще не используются. Иными словами, в первом варианте слагаемые в левых частях уравнений (4), (5) компенсируют друг друга и поэтому важны все производные. Во втором варианте каждое слагаемое в уравнениях (4), (5) обнуляется независимо от значений перечисленных материальных производных.

Второй метод был подробно описан в недавней работе [9]. В этой работе на примере стабилизации частоты ферромагнитного резонанса (ФМР) изложена общая теория метода и продемонстрирована возможность выбора оптимальных значений упомянутых выше углов. В настоящей работе приведены результаты применения метода к пленкам галлий-замещенного железоиттриевого граната ($Y_3Fe_{5-t}Ga_tO_{12}$). Именно этот тип ферритовых пленок используется в спин-волновых устройствах нижней части СВЧ диапазона.

1. Разработка модели

Расчеты были выполнены для пленок с кубической магнитной анизотропией. Особенность геометрических элементов построенной модели заключается в том, что определяющие частотные характеристики векторы расположены в одной той же плоскости, перпендикулярной к пленке (рис. 1).

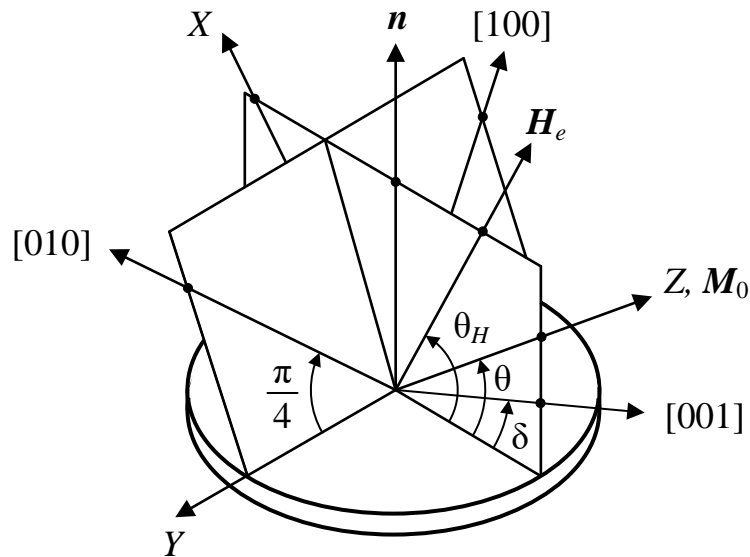


Рис. 1. Модель пленки с плоскостью симметрии типа $\{110\}$, расположенной перпендикулярно к пленке и намагниченной в этой плоскости.

В данной пленке частота ФМР задана формулой:

$$(f_0/g)^2 = (H_{ez} + H_c p_x + 4\pi M_{eff} \cos 2\theta) (H_{ez} + H_c p_y - 4\pi M_{eff} \sin^2 \theta), \quad (7)$$

где g – гиромагнитное отношение; $H_{ez} = H_e \cos(\theta_H - \theta)$ – проекция вектора напряженности внешнего намагничивающего поля H_e на вектор намагниченности феррита M_0 ; $4\pi M_{eff} = 4\pi M_0 - H_u$ эффективная намагниченность; $4\pi M_0$, H_u и H_c – намагниченность насыщения, поле одноосной и поле кубической магнитной анизотропии феррита соответственно; θ и θ_H – углы наклона векторов M_0 и H_e к пленке; параметры p_x и p_y учитывают влияние на частоту кристаллографической магнитной анизотропии феррита и зависят от кристаллографической ориентации пленки, задаваемой углом δ (рис. 1):

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

$$p_y = \frac{1}{8} [-3 + 16 \cos 2(\theta - \delta) + 3 \cos 4(\theta - \delta)]. \quad (9)$$

Изменение значений $4\pi M_{eff}$ и H_c приводят к сдвигу частоты ФМР. Этот

сдвиг можно рассчитать на основе формулы (7), причем в расчете нужно учесть не только изменение $4\pi M_{eff}$ и H_c , но и изменение значений H_{ez} и θ . В рассматриваемой модели параметры H_{ez} , θ связаны с $4\pi M_{eff}$, H_c уравнениями, определяющими проекции намагничивающего поля H_e на координатные оси Z и X :

$$H_{ez} = H_e \cos(\theta_H - \theta), \quad (10)$$

$$H_{ex} = H_e \sin(\theta_H - \theta) = M_0 N_{xz}^c + \left(\frac{\sin 2\theta}{2} \right) 4\pi M_{eff}. \quad (11)$$

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

$$M_0 N_{xz}^c = \frac{1}{8} H_c [2 \sin 2(\theta - \delta) + 3 \sin 4(\theta - \delta)]. \quad (12)$$

В результате малые отклонения основных параметров уравнения (7) от исходных значений можно связать друг с другом соотношением вида:

$$\Delta \left(\frac{f_0}{g} \right)^2 = 4\pi M_{eff} [A \cdot \Delta(4\pi M_{eff}) + B \cdot \Delta H_c]. \quad (13)$$

Коэффициенты A и B определены выражениями [9]:

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

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

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

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

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

Суть рассматриваемого метода заключается в выборе таких значений углов θ и δ , которые будут обнулять значения коэффициентов A и B .

В настоящей работе природа изменений намагниченности и поля анизотропии пленок обусловлена изменением температуры и химического состава, так что имеется связь:

$$\Delta(4\pi M_{eff}) = \frac{d(4\pi M_{eff})}{dT} \Delta T + \frac{d(4\pi M_{eff})}{dt} \Delta t, \quad (14)$$

$$\Delta H_c = \frac{dH_c}{dT} \Delta T + \frac{dH_c}{dt} \Delta t. \quad (15)$$

Значения производных в формулах (14) и (15) могут быть рассчитаны из экспериментальных зависимостей магнитных параметров от температуры и от концентрации замещающей примеси. Параметр t в пленках рассматриваемого состава обозначает концентрацию Ga в пересчете на формульную единицу феррита $Y_3Fe_{5-t}Ga_tO_{12}$.

При подстановке формул (14) и (15) в (13) можно получить линейное относительно параметров ΔT и Δt приближение для $\Delta(f_0/g)^2$. При выполнении равенств $A=0$ и $B=0$ линейное приближение даст нулевое смещение частоты, так что Δf_0 будет определено квадратичной формой:

$$\frac{\Delta f_0}{f_0} = \frac{1}{4(f_0/g)^2} \left\{ \frac{d^2(f_0/g)^2}{d(4\pi M_{eff})^2} [\Delta(4\pi M_{eff})]^2 + \right. \\ \left. + 2 \frac{d^2(f_0/g)^2}{dH_c d(4\pi M_{eff})} \Delta(4\pi M_{eff}) \Delta H_c + \frac{d^2(f_0/g)^2}{dH_c^2} (\Delta H_c)^2 \right\}, \quad (16)$$

где вместо $\Delta(4\pi M_{eff})$ и ΔH_c нужно подставить их выражения согласно формулам (14), (15). Способ расчета вторых производных в правой части формулы (16) детально изложен в работе [9], а значения первых производных, входящих в формулы (14) и (15), могут быть получены из экспериментальных

зависимостей магнитных параметров феррита от температуры и от концентрации замещающей примеси.

В качестве примера были выполнены расчеты для пленок $Y_3Fe_{5-t}Ga_tO_{12}$ с исходным значением частоты ФМР $f_0 = 4\pi M_{eff} g$. Задача решалась при исходной температуре $T = 295$ К и для трех исходных значений параметра состава: $t = 0,29$, $t = 0,67$ и $t = 0,95$. Значения магнитных параметров были взяты из работ [10, 11]. В этих работах приведены значения первой (наиболее существенной) константы кубической магнитной анизотропии (K_{c1}) и значения намагниченности насыщения ($4\pi M_0$) монокристаллического галлий-замещенного железоиттриевого граната (табл. 1).

Таблица 1. Материальные параметры феррита $Y_3Fe_{5-t}Ga_tO_{12}$ при температуре $T = 295$ К для трех значений концентрации галлия (по данным работ [10, 11]).

t	$4\pi M_0$, Гс	K_{c1} , эрг/см ³	$\frac{d(4\pi M_0)}{dT}$, Гс/К	$\frac{d(4\pi M_0)}{dt}$, Гс/[t]	$\frac{dK_{c1}}{dT}$, эрг/(см ³ ·К)	$\frac{dK_{c1}}{dt}$, эрг/(см ³ ·[t])
0,29	1255	-4600	-3,03	-1730	53,6	5180
0,67	670	-2900	-1,82	-1360	43,3	4520
0,95	312	-1700	-0,89	-1140	31,0	3780

Поле анизотропии H_c связано с константой K_{c1} соотношением:

$$H_c = \frac{K_{c1}}{M_0}. \quad (17)$$

Тогда ΔH_c можно представить в виде:

$$\Delta H_c = \left[\frac{4\pi}{(4\pi M_0)} \frac{dK_{c1}}{dT} - \frac{4\pi K_{c1}}{(4\pi M_0)^2} \frac{d(4\pi M_0)}{dT} \right] \Delta T + \left[\frac{4\pi}{(4\pi M_0)} \frac{dK_{c1}}{dt} - \frac{4\pi K_{c1}}{(4\pi M_0)^2} \frac{d(4\pi M_0)}{dt} \right] \Delta t. \quad (18)$$

Кроме того, полагалось, что

$$\Delta(4\pi M_0) = \frac{d(4\pi M_0)}{dT} \Delta T + \frac{d(4\pi M_0)}{dt} \Delta t. \quad (19)$$

В работах [10, 11] имеются графики зависимостей параметров K_{c1} и $4\pi M_0$ от температуры и от состава. Значения производных в равенствах (18) и (19) были вычислены из этих зависимостей (табл. 1).

2. Результаты и обсуждение

Как следует из приведенных выше соотношений, условие стабилизации $\Delta(f_0/g) = 0$ в линейном по ΔT и Δt приближении обеспечивается выполнением равенств $A = 0$ и $B = 0$. Еще одним уравнением, использованном в проведенных расчетах, было уравнение, фиксирующее исходное значение частоты. Обычно рабочая частота пленочных устройств расположена вблизи значения $f_0 = 4\pi M_0 g$. Поэтому для пленок с разной намагниченностью были выбраны разные исходные значения f_0 . В итоге система определяющих уравнений состояла из уравнений $A = 0$, $B = 0$, $f_0 = 4\pi M_0 g$. Искомыми были значения параметров θ , δ , H_{ez} (табл. 2). Выбор именно этих параметров обусловлен возможностью практической реализации их значений. Так значение угла δ определяется кристаллографической ориентацией подложки, на которой была выращена пленка, а значения угла θ и проекции H_{ez} могут быть заданы выбором ориентации и длины вектора напряженности намагничивающего поля. Связь между θ и H_{ez} и экспериментально контролируемые параметрами θ_H и H_e основывается на уравнениях (10) – (12). Рассчитанные значения θ , δ , H_{ez} были использованы для подстановок в формулы, определяющие сдвиг частоты.

В работах [10, 11] нет данных по одноосной анизотропии пленок. Поэтому при проведении численных расчетов вместо значений $4\pi M_{eff}$ были взяты экспериментальные значения $4\pi M_0$ для объемных монокристаллов, т.е. в формулах полагалось $4\pi M_{eff} \approx 4\pi M_0$. Игнорирование одноосной анизотропии,

присущей пленочным ферритам, вполне допустимо при моделировании и, по крайней мере, не имеет принципиального значения для способа расчета. В частности, при наличии экспериментальных данных по одноосной анизотропии вместо выражения (19) надо использовать точное выражение (14).

Таблица 2. Результаты расчетов, выполненных по данным из таблицы 1.

t	Условия стабилизации	δ , град.	θ , град.	H_{ez} , Э	θ_H , град.	H_e , Э
0,29	$\begin{cases} df_0/dT = 0, \\ df_0/dt = 0, \\ f_0 = 4\pi M_0 g \end{cases}$	8,49	42,5	1521	64,1	1636
	$\begin{cases} df_0/dT = 0, \\ f_0 = 4\pi M_0 g \end{cases}$	$\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right)$	27,7	1212	51,3	1323
	$\begin{cases} df_0/dt = 0, \\ f_0 = 4\pi M_0 g \end{cases}$	$\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right)$	45,3	1695	65,1	1802
0,67	$\begin{cases} df_0/dT = 0, \\ df_0/dt = 0, \\ f_0 = 4\pi M_0 g \end{cases}$	3,60	36,8	835,7	59,0	777,7
	$\begin{cases} df_0/dT = 0, \\ f_0 = 4\pi M_0 g \end{cases}$	$\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right)$	15,7	536,0	36,4	573,0
	$\begin{cases} df_0/dt = 0, \\ f_0 = 4\pi M_0 g \end{cases}$	$\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right)$	44,3	943,3	63,0	995,7
0,95	$\begin{cases} df_0/dT = 0, \\ df_0/dt = 0, \\ f_0 = 4\pi M_0 g \end{cases}$	-9,18	21,2	367,4	36,3	264,0
	$\begin{cases} df_0/dT = 0, \\ f_0 = 4\pi M_0 g \end{cases}$	$\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right)$	10,9	254,9	31,7	272,5
	$\begin{cases} df_0/dt = 0, \\ f_0 = 4\pi M_0 g \end{cases}$	$\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right)$	44,0	514,7	58,8	552,4

Для сравнения также были выполнены расчеты, в которых стабилизация частоты осуществлялась только относительно изменения одного параметра. В этих вариантах искомыми были только значения θ и H_{ez} , а значение угла δ было фиксировано и соответствовало пленке с кристаллографической ориентацией типа $\{111\}$ ($\delta = \arcsin(1/\sqrt{3})$). Основу данных расчетов составили системы из уравнения $f_0 = 4\pi M_0 g$ и одного из уравнений (4) и (5) (табл. 2). В этих случаях смещение частоты будет квадратичным относительно одного параметра и линейным относительно другого.

На рис. 2. приведены зависимости смещения частоты от температуры и от концентрации Ga вблизи исходных значений этих параметров, построенные по данным табл. 2. В правой части рисунка изображены поверхности с номером 1 в увеличенном масштабе, чтобы лучше выделить их форму.

На рис. 3 представлены сечения поверхностей, изображенных на рис. 2, плоскостями $\Delta t = 0$ и $\Delta T = 0$. Интересной особенностью графиков является направление ветвей парабол в условиях двойной стабилизации – в одних случаях это параболы с минимумом, а в других с максимумом. Данную особенность можно связать с седлообразной формой поверхностей 1 на рис. 2 и положением этих поверхностей относительно координатных осей. Анализируя форму парабол, также можно отметить, что смещение частоты в условиях двойной стабилизации оказывается как правило меньшим, чем в сравниваемых вариантах. Особенно это проявилось в пленке с $t = 0,95$ (рис. 3в).

Заключение

Рассмотренный способ повышения стабильности частоты может быть применен и к магнитостатическим волнам (МСВ). В этом случае вместо выражения (7) нужно использовать закон дисперсии МСВ. В законе дисперсии появляется зависимость частоты от волнового числа k , однако значение k не зависит от температуры и от состава феррита, а определяется конструкцией микрополоскового преобразователя МСВ-устройства, так что изменения частот и в этом случае будет обусловлено только изменениями магнитных параметров

феррита.

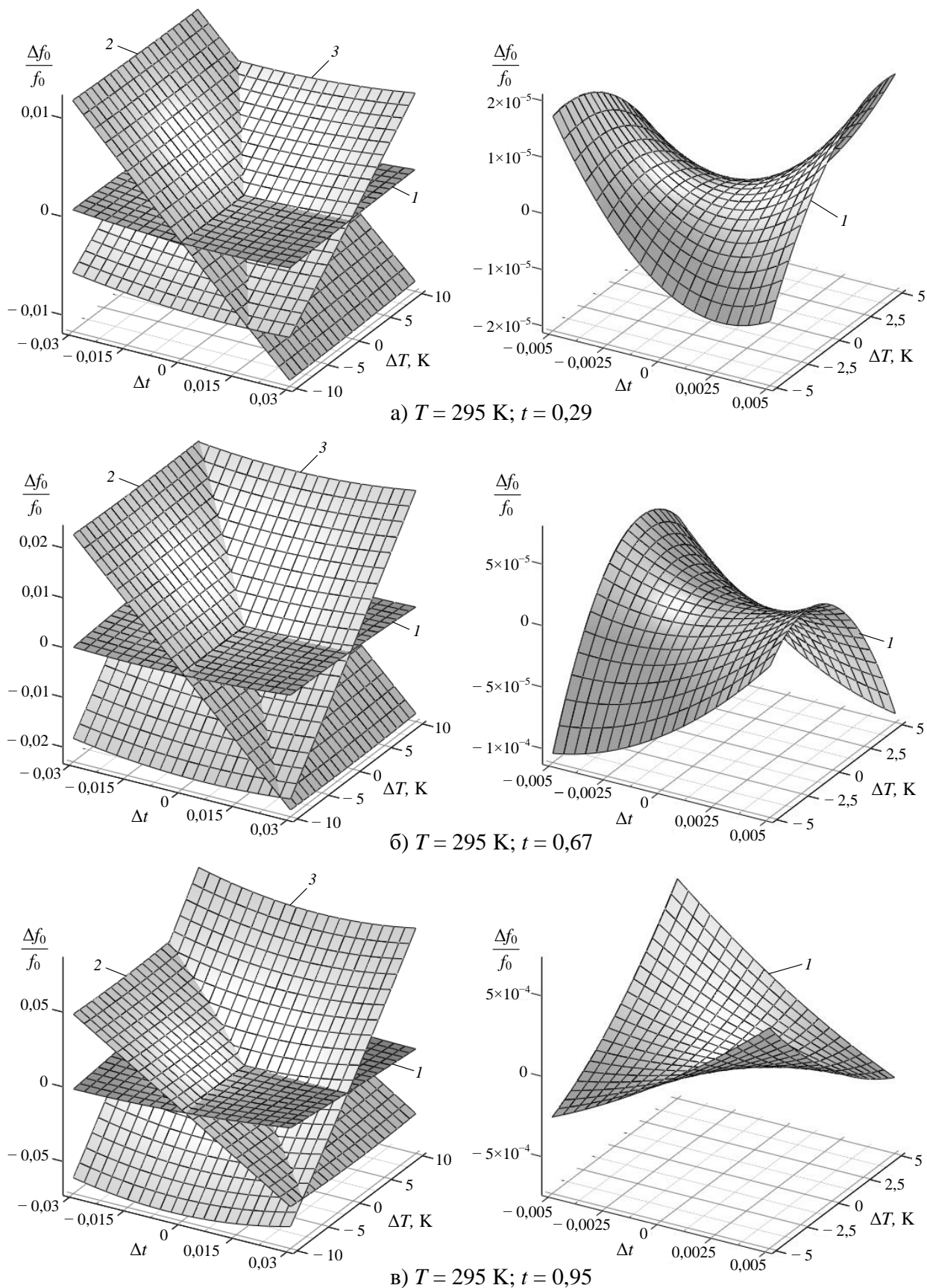


Рис. 2. Графики смещения частоты ФМР для трех вариантов ее стабилизации: 1 – относительно изменения обоих параметров T и t ; 2 – только T ; 3 – только t .

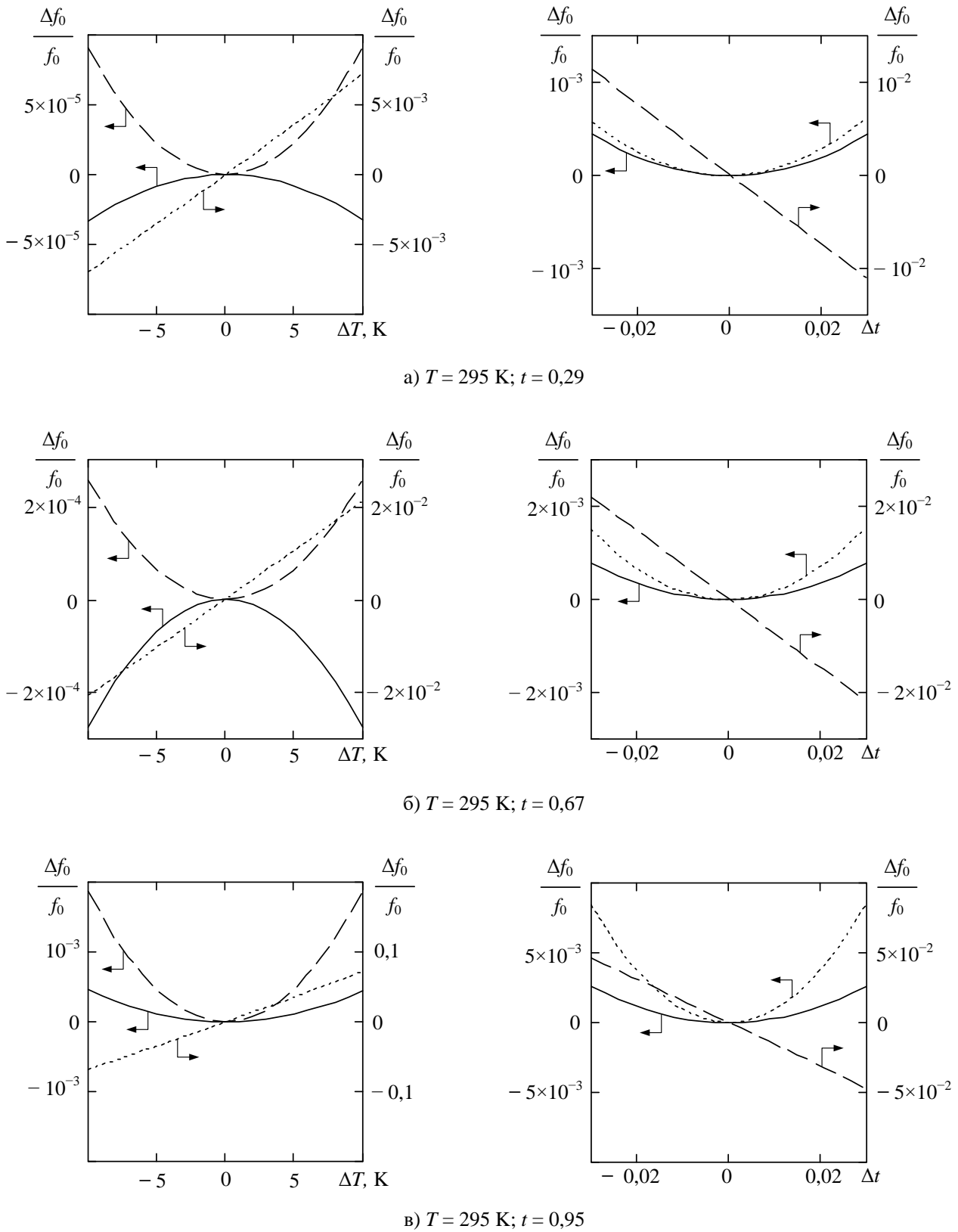


Рис. 3. Зависимости смещения частоты ФМР от изменения температуры и состава. Сплошные кривые – стабилизация относительно T и t ; пунктирные – только относительно T ; точечные – только относительно t .

Сам же подход к стабилизации частоты по-прежнему будет основан на выборе таких углов θ_H , δ , которые будут уменьшать зависимость частоты от параметров феррита вблизи их исходных значений. Расчет оптимальных значений θ , δ и H_{ez} будет основан на системе уравнений, составленной из уравнений аналогичных уравнениям (6), но с частотой МСВ (f_k) вместо f_0 , и еще одного уравнения, фиксирующего исходное значение f_k . Для пересчета найденных значений θ и H_{ez} в соответствующие им значения θ_H и H_e надо использовать уравнения (10) – (12).

Таким образом, полученные результаты могут быть использованы при разработке частотно-избирательных устройств спин-волновой электроники. Выбором кристаллографической ориентации пленочного элемента и направления намагничивающего поля можно улучшить стабильность рабочей частоты устройства относительно изменения сразу двух параметров – температуры и концентрации замещающей примеси. Для оптимальных значений указанных ориентаций смещение частоты будет квадратичным образом зависеть от изменения обоих параметров.

Литература

1. Фетисов Ю.К. Термостабильная ориентация пленки феррита в устройствах на магнитостатических волнах // ЖТФ. – 1987. – Т. 57, № 12. – С. 2393-2397.
2. Шагаев В.В. О влиянии магнитной кристаллографической анизотропии на температурные характеристики магнитостатических волн в ферромагнитных пленках // ФТТ. – 2003. – Т. 45, № 12. – С. 2215-2221.
3. Шагаев В.В. Феррит-гранатовые пленки с двумя термостабильными частотами ферромагнитного резонанса // Письма в ЖТФ. – 2006. – Т. 32, № 18. – С. 1-6.
4. Шагаев В.В. Анизотропия температурных характеристик магнитостатических волн в планарных ферритах // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. – 2012, № 5. – URL: <http://jre.cplire.ru/jre/may12/4/text.pdf>.

5. Тихонов В.В., Ляшенко А.В. Термостабилизация частоты спин-волновых устройств // Гетеромагнитная микроэлектроника. – 2009. – № 6. – С. 43-52.
6. Тихонов В.В., Литвиненко А.Н., Никитов С.А., Сучков С.Г. Температурная стабилизация спин-волновых ферритовых устройств // Радиотехника и электроника. – 2013. – Т. 58, № 1. – С. 83-90.
7. Литвиненко А.Н., Тихонов В.В. Термостабильный перестраиваемый ЖИГ генератор // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. – 2014. – Т. 14, № 2. – С. 123-127.
8. Шагаев В.В., Тун Тун Лин. Температурные характеристики магнитоэластической волны в системе пленка железоиттриевого граната-редкоземельный магнит // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. – 2014, № 12. – URL: <http://jre.cplire.ru/jre/dec14/12/text.pdf>.
9. Шагаев В.В., Тун Тун Лин. Ферритовые плёнки с повышенной стабильностью частоты ферромагнитного резонанса // ЖТФ. – 2017. – Т. 87, № 3. – С. 378-382.
10. Hansen P., Röschmann P. and Tolksdorf W. Saturation magnetization of galliumsubstituted yttrium iron garnet // J. Appl. Phys. – 1974. – Vol. 45, No. 6. – pp. 2728-2732.
11. Hansen P. Anisotropy and magnetostriction of galliumsubstituted yttrium iron garnet // J. Appl. Phys. – 1974. – Vol. 45, No. 8. – pp. 3638-3642.

Для цитирования:

В. В. Шагаев, В. И. Детюк, Тун Тун Лин. Двойная стабилизация частот магнитных колебаний в ферритовых пленках. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2018. №1. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jan18/2/text.pdf>
DOI 10.30898/1684-1719-2018-1-2