

А. А. КИТАЙЦЕВ, Н. И. САВЧЕНКО

ЧАСТОТНАЯ СЕЛЕКТИВНОСТЬ ФЕРРИТОВОГО ДАТЧИКА-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Для целей измерительной техники используется ферритовый датчик-преобразователь (ФДП) рис. 1, состоящий из ферритового образца, например, сферической формы и катушки, намотанной по его экватору [1—5]. ФДП помещается в линию передачи и намагничивается до насыщения приложенным постоянным полем H_0 . Известно, что нелинейная зависимость продольной составляющей намагниченности M_z ферритового образца ФДП от амплитуды СВЧ магнитного поля позволяет осуществить преобразование частоты воздействующих сигналов (смещение и детектирование [5]). Кроме того, использование ФДП дает возможность реализовать новый способ преобразования частоты, предложенный Л. К. Михайловским [1] и названный им кроссумножением.

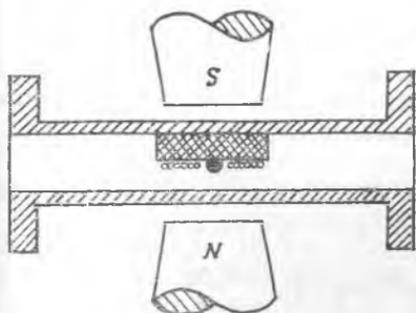


Рис. 1. Ферритовый датчик-преобразователь в прямоугольном волноводе.

Физическое объяснение работы ФДП в этом режиме дается в [2], суть его заключается в следующем. Если поле подмагничивания феррита модулировать по закону $H = H_0 + h_m \cos \Omega t$, где h_m — амплитуда модуляции, то при наличии СВЧ сигнала изменение продольной составляющей ΔM_z вектора намагниченности M феррита может быть представлено в виде спектра частоты модуляции. Основной вес в этом спектре приходится на долю второй гармоники частоты модуляции,

литуда и фаза которой несут информацию о воздействующем I сигнале. Выделение этой составляющей осуществляется с помощью катушки и последующих избирательных цепей.

Зависимость коэффициента преобразования ФДП от величин амплитуды и частоты модулирующего поля была подробно исследована при разработке на основе ФДП измерителя мощности I сигналов в импульсе, кроме этого, большой интерес представляет рассмотрение селективных свойств ФДП.

В данной работе исследуется односигнальная избирательность ФДП, но полученные теоретические результаты пригодны для анализа работы ФДП при воздействии на него многих СВЧ сигналов.

Поведение продольной составляющей вектора намагниченности ферритового образца под воздействием СВЧ сигналов определяется из решения уравнения движения вектора намагниченности с диссипативным членом в форме Блоха при обычных ограничениях, накладываемых на движение вектора M^* .

$$\frac{d\bar{M}}{dt} = -\mu_0 \gamma [\bar{M} \bar{H}] + \omega_r \left[\frac{\chi_0}{\mu_0} \bar{H} + \bar{M} \right], \quad (1)$$

ω_r — частота релаксации феррита,

χ_0 — статическая восприимчивость,

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{гн/м}, \quad \gamma = 2\pi \cdot 2,8 \cdot 10^{10} \text{кул/кг}$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{M} &= m_x \bar{i} + m_y \bar{j} + M_z \bar{k}; \\ \bar{H} &= h_x \bar{i} + h_y \bar{j} + [H_0 + h_z(t)] \bar{k}; \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

t — закон модуляции поля подмагничивания,

h_x, h_y — составляющие напряженности СВЧ магнитного поля с произвольным законом модуляции.

В решении использовалась подстановка, подобная [7, 8]

$$\left. \begin{aligned} m_x &= (u \cos \alpha + v \sin \alpha) e^{-\delta t}; \\ m_y &= (u \sin \alpha - v \cos \alpha) e^{-\delta t}; \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

u, v — новые переменные,

$$\delta = \omega_r \left(1 + \frac{\chi_0}{\mu_0} N \right); \quad \alpha = \omega_0 + \mu_0 \gamma h_z(t);$$

N — размагничивающий фактор формы.

После подстановки (3) и (2) в (1) получим систему дифференциальных уравнений с разделенными переменными

$$\left. \begin{aligned} \dot{u} &= (bh_x + \omega_M h_y) \cos \alpha e^{\delta t} + (bh_y - \omega_M h_x) \sin \alpha e^{\delta t}; \\ \dot{v} &= (bh_x + \omega_M h_y) \sin \alpha e^{\delta t} - (bh_y - \omega_M h_x) \cos \alpha e^{\delta t}; \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$b = \omega_r \chi_0 / \mu_0; \quad \omega_M = \mu_0 \gamma M_0.$$

* Размеры образца существенно меньше длины волны в материале, феррит непрозрачен, прецессия вектора \bar{M} однородная, обменное взаимодействие отсутствует; $h_x, h_y \ll H_0, m_x, m_y \ll M_0$ (M_0 — намагниченность насыщения).

Используя известное соотношение [5]

$$M_z = M_0 - \frac{1}{2M_0} (m_x^2 + m_y^2) \quad (5)$$

и подставляя последовательно (4) в (3), а затем в (5), получим искомый результат

$$M_z = M_0 - \frac{b^2 + \omega_M^2}{2M_0} e^{-\delta t} [(I_1 + I_3)^2 + (I_2 - I_4)^2], \quad (6)$$

где

$$I_1 = \int_0^t e^{\delta\tau} h_x(\tau) \cos \alpha(\tau) d\tau;$$

$$I_2 = \int_0^t e^{\delta\tau} h_y(\tau) \cos \alpha(\tau) d\tau;$$

$$I_3 = \int_0^t e^{\delta\tau} h_y(\tau) \sin \alpha(\tau) d\tau;$$

$$I_4 = \int_0^t e^{\delta\tau} h_x(\tau) \sin \alpha(\tau) d\tau.$$

Интегралы I_1 , I_2 , I_3 и I_4 могут быть вычислены при известных законах модуляции СВЧ сигнала и поля подмагничивания. В случае воздействия на ФДП, который помещен в центр прямоугольного волновода ($h_x=0$), непрерывного СВЧ сигнала из (6) находим спектр продольной составляющей намагниченности. Общее выражение для M_z приведено в [6]. Обычно при кроссумножении используется вторая гармоника M_{z2}

$$M_{z2} = - \frac{b^2 + \omega_M^2}{2M_0} \frac{h^2}{4\delta^2} \Psi_2(p, q, a) \sin(2\Omega t + \Phi_2), \quad (7)$$

где

h — амплитуда СВЧ поля,

Φ_2 — фаза второй гармоники,

$p = \Omega/\delta$ — относительная частота модуляции,

$q = \mu_0 \gamma h_m / \Omega$ — нормированная амплитуда модуляции,

$a = (\omega_p - \omega) / \delta$ — относительная расстройка ω_p ФДП и несущей ω СВЧ сигнала.

$\Psi_2(p, q, a)$ — функция, описывающая зависимость амплитуды.

M_{z2} от относительной частоты модуляции p , нормированной амплитуды модуляции q и расстройки a .

Выражение для $\Psi_2(p, q, a)$ достаточно сложное, расчет его проводился на ЭЦВМ БЭСМ-4. Результаты расчета функции Ψ_2 в зависимости a для разных q приведены на рис. 2 (верхний ряд кривых). Они характеризуют зависимость коэффициента преобразования ФДП от амплитуды модуляции поля.

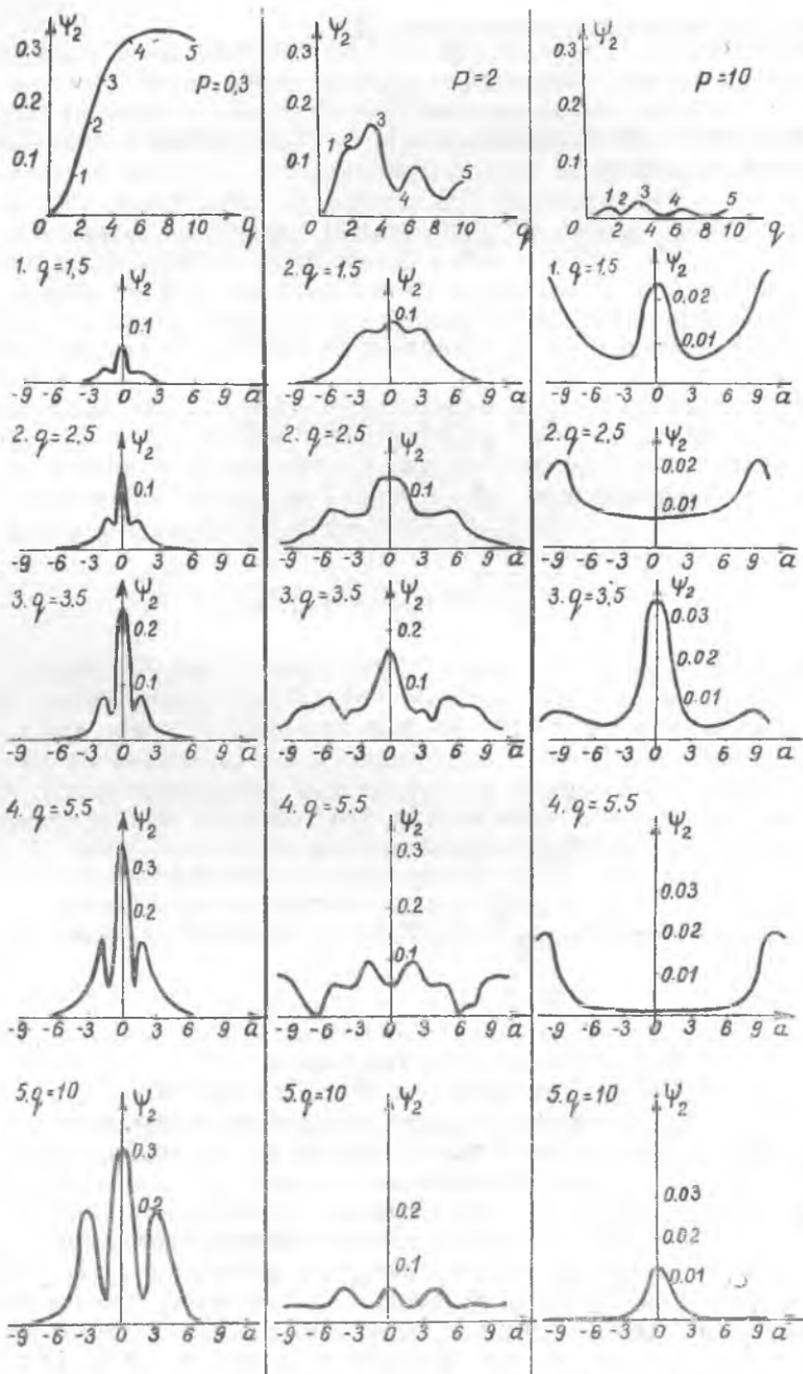


Рис. 2. Зависимость функции ψ_2 от нормативной амплитуды модуляции q и от относительной расстройки α для трех значений относительной частоты модуляции ($\rho = 0.3; 2; 10$).

На практике стремятся работать при малых амплитудах модулирующего поля h_m (при малых q). Расчет зависимости коэффициента преобразования ФДП от p показал, что, начиная с величин $p \geq 2$, коэффициент преобразования возрастает незначительно. Исходя из этого, параметр p следует выбирать в пределах $2 \div 3$, а q — соответствующим первому или второму максимуму рассматриваемых кривых ($q_1 = 1,9$; $q_2 = 3,5$).

Расчет зависимости функции Ψ_2 от относительной расстройки a дает представление о селективных свойствах преобразователя. На рис. 2 приведены результаты расчета таких резонансных характеристик ФДП в зависимости от величин нормированной амплитуды и относительной частоты модуляции подмагничивающего поля. Видно, что имеется возможность путем изменения значений p и q изменять форму резонансной характеристики. Известно, что по резонансным характеристикам могут быть рассчитаны односигнальные кривые избирательности. Расчет производился по формуле

$$10 \lg \frac{M_{z2}(a=0)}{M_{z2}(a)}, \text{ дб.}$$

Знание характеристик избирательности позволяет определить коэффициент их прямоугольности, которым принято характеризовать селективные свойства резонансных устройств. На рис. 3 приведена наиболее приемлемая для практики кривая избирательности ФДП, полученная при $p = 2,8$; $q = 1,5$.

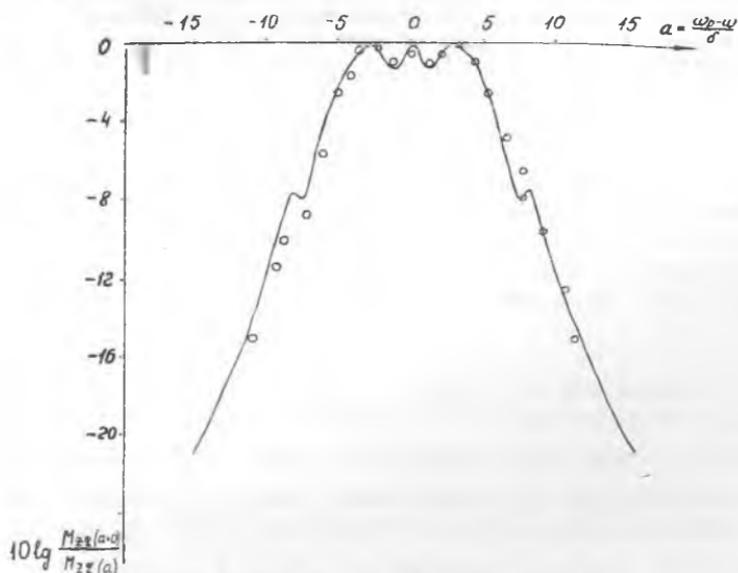


Рис. 3. Односигнальная кривая избирательности ФДП
($q = 1,5$; $p = 2,8$)

Величины коэффициентов прямоугольности для этого случая $P_{10\text{гб}} = 1,9$ $P_{20\text{гб}} = 3,2$. Расчеты показали, что подобные характеристики для $p \geq 2$ соответствуют первому максимуму зависимостей (рис. 2 верхний ряд кривых), при этом коэффициент преобразования ФДП несколько меньше (не более чем на 30%) максимально возможного для данного датчика-преобразователя.

Как видно из рис. 3, экспериментальные данные подтвердили результаты расчета.

Результаты исследования частотной селективности ФДП показали, что наилучшая форма односигнальной кривой избирательности датчика может быть получена при $p = 2 \div 3$ и $q = 1,9$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михайловский Л. К. Способ абсолютного селективного по частоте измерения напряженности магнитного поля СВЧ колебаний. Авт. свид. № 163226 по заявке № 822530 от 2.03.63, бюллетень изобретений № 12, 1964.
2. Михайловский Л. К. Сборник «Физические свойства ферритов». Изд-во «Наука и техника», Минск, 1967.
3. Балаков В. Ф., Радченко В. Ф., Пучков В. С. Доклады НТК по итогам НИР за 1968—1969 гг., Подсекция ферритовой СВЧ радиофизики. Изд-во МЭИ, М., 1969.
4. Михайловский Л. К. Сверхвысокочастотный анализатор спектра. Авт. свид. № 177527 по заявке № 273206/26—9 от 28.12.63, бюллетень изобретений № 1, 1966.
5. Богданов Г. Б. Основы теории и применения ферритов в технике измерений и контроля. Изд-во «Советское радио», М., 1967.
6. Китайцев А. А., Савченко Н. И. Сборник «Синтез и исследования ферромагнитных кристаллов», ин-т «Электроника», вып. 9(25), М., 1970.
7. Леше Д. Ядерная индукция. Изд-во И. Л., 1963.
8. Дерюгин И. А., Куц П. С., Стрижевский В. Л. «Радиотехника», 1967, 22, 6.