

Управляемая дипольная поляризация ферромагнитных микропроводов на ГГц частотах для применений в беспроводных сенсорных устройствах

А. Джумъазода¹, Р. Авал¹, С. В. Подгорная¹, Л. В. Панина^{1,2}, А. Т. Морченко¹, В. Г. Костишин¹

¹Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия

²Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, Москва, Россия

e-mail: abdukarim_jumaev@mail.ru, drlpanina@gmail.com

Аннотация – В работе проведено моделирование электрического дипольного момента ферромагнитных проводов. В антенном приближении задача сводится к внешней, которая полностью определяется распределением тока на проводе. Локальные магнитные свойства провода учитываются в рамках импедансных граничных условий. Пролемонстрировано, что в случае сильного магнито-импедансного (МИ) эффекта микроволновая поляризуемость провода может сильно изменяться в ответ на внешнее магнитное поле, не превышающее эффективное поле анизотропии. Обсуждается применение магнито-поляризационного (МП) эффекта для разработки беспроводных сенсоров. Результаты расчета модуляций поляризуемости хорошо согласуются с экспериментом.

Ключевые слова — ферромагнитный провод, беспроводной сенсор, магнито-импедансный эффект, дипольная поляризация, антенное приближение.

I. ВВЕДЕНИЕ

Беспроводные миниатюрные сенсорные элементы требуются для многочисленных приложений, таких как неразрушающий контроль, интеллектуальные функциональные материалы, встраиваемые биосенсоры. В данной работе исследуется дипольная поляризуемость ферромагнитного провода в окрестности антенного резонанса, которая может быть чувствительна к изменению магнитных свойств при воздействии внешних магнитных или механических факторов. Такое поведение электрической поляризуемости обусловлено эффектом магнитного импеданса [1-3]. В последнее время много работ посвящено взаимодействию микроволнового излучения с ферромагнитными структурами [4]. Основные области применения этих исследований относятся либо к экранирующим системам [5-6], либо к сенсорным [7-9]. В нашем случае сенсорные функции основаны на управляемом антенном резонансе посредством модуляции высокочастотного импеданса провода.

Магнитные микропровода с аморфной или нанокристаллической структурой могут иметь значительную чувствительность процессов

намагничивания к внешнему воздействию (магнитное поле, механические напряжения, температура). Это связано с отсутствием магнитокристаллической анизотропии и малыми значениями магнитострикции в материалах некоторых составов типа CoFeSiB. Магнитная структура может быть также изменена требуемым образом с помощью различных тепловых обработок [10-12]. Возможность модификации магнитной структуры приводит к тому, что изменение импеданса провода на гигагерцевых частотах может достигать десятков процентов (МИ эффект), что обеспечивает высокую чувствительность предлагаемых сенсорных элементов по отношению к внешним магнитным, механическим и тепловым воздействиям.

II. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ ФЕРРОМАГНИТНОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА

Использование металлических элементов в различных микроволновых приложениях часто обусловлено их высокой поляризуемостью по сравнению с диэлектриками. Это позволяет получить достаточно сильный отклик даже от единичного включения. Форма металлической частицы в значительной степени определяет поляризуемость. Наиболее интересные эффекты наблюдаются в случае использования вытянутых частиц, или проводов [13-16]. Использование вытянутых частиц более сложной конфигурации (различные спирали или частицы в форме Ω) [17, 18] приводят к совершенно новым эффектам – искусственному магнетизму и киральности [19, 20]. В данной работе мы рассматриваем рассеяние электромагнитных волн цилиндрическим ферромагнитным проводом.

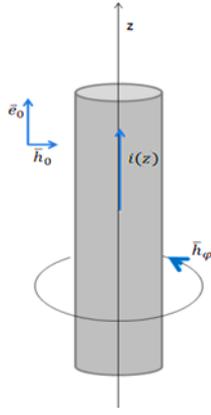


Рис.1. Схема рассеяния электромагнитных волн на ферромагнитном проводе

Провод конечной длины помещен в электромагнитное поле e_0 , как показано на рис. 1. Электрическое поле вдоль провода индуцирует электрический ток. Дипольный момент определяется распределением тока $i(z)$ (ось z направлена вдоль провода), который обращается в нуль на концах провода, где происходит концентрация заряда. Такая локализация и позволяет формально ввести дипольный момент P , который определяет поляризацию проволочных включений. Используя условие непрерывности $\partial i(z)/\partial z = j\omega\rho(z)$ (ω – круговая частота, ρ – плотность зарядов на единицу длины, j – мнимая единица), получим:

$$P = \frac{j}{\omega} \int_{-l/2}^{l/2} i(z) dz. \quad (1)$$

Для $i(z)$ должны выполняться граничные условия на концах провода $i(\pm l/2) = 0$, l – длина провода, что соответствует минимуму тока или пучности зарядов. Удобно также ввести поляризуемость провода

$$\alpha = \frac{P}{V e_0}, \quad (2)$$

где V – объем провода.

Задача решается в антенном приближении [21]. Это предполагает, что распределение тока определяется только координатой z , и ток может быть заменен на линейный. Антенное приближение справедливо, если выполняются следующие условия: $2a \ll \lambda$ и $2a \ll l$, где λ – длина падающей волны, a – радиус проводника. Падающая волна с компонентой \bar{e}_{0z} на поверхности проводника индуцирует продольный ток, который определяет поля (\bar{e}_z и \bar{h}_φ) на поверхности провода, где \bar{h}_φ – рассеянное циркулярное магнитное поле (используются цилиндрические координаты, φ – азимутальная координата).

Влияние магнитных свойств провода на дипольный момент учитывается с помощью импедансных граничных условий, которые включают поверхностный импеданс магнитного провода

$$\bar{e}_t = \hat{\zeta}(\bar{h}_t \times \mathbf{n}). \quad (3)$$

В (3) поля (\bar{e}_t, \bar{h}_t) соответствуют тангенциальным векторам электрического и магнитного поля на поверхности провода, \mathbf{n} – единичный вектор, направленный вовнутрь провода. В локальной цилиндрической системе координат (r, φ, z) условие (3) приобретает вид:

$$\bar{e}_z = \zeta_{zz} \bar{h}_\varphi. \quad (3a)$$

Распределение электрических e и магнитных h полей в диэлектрической среде с одним магнитным проводом удобно записать с использованием векторного и скалярного потенциалов:

$$e = -\nabla\varphi - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial A}{\partial t}, \quad h = \frac{4\pi}{c} (\nabla \times A). \quad (4)$$

Здесь c – скорость света. Для введенных потенциалов используется Лоренцевская калибровка ($\epsilon_d \partial\varphi/\partial t + 4\pi \nabla \cdot A$), где ϵ_d – диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещен провод. В частотном представлении уравнение для электрического поля имеет вид:

$$e = \frac{4\pi j\omega}{c^2} A - \frac{4\pi}{j\omega\epsilon_d} \text{grad div } A. \quad (5)$$

Для потенциала A можно получить уравнение Гельмгольца:

$$\Delta A + k^2 A = i. \quad (6)$$

Здесь $k = (\omega/c)\sqrt{\epsilon_d}$ является волновым вектором в диэлектрической матрице. Решение уравнения (6) можно записать в виде свертки плотности тока $i(z)$ с функцией Грина $G(r)$:

$$A(r) = (G * i) = \int_V i(z) G(r') dV_z, \quad (7)$$

$$G(r) = \frac{\exp(jkr)}{4\pi r}.$$

В (7) интегрирование проводится по объему, содержащему ток, то есть по объему магнитного провода, $r' = |\mathbf{r} - \mathbf{z}|$ – расстояние между точкой \mathbf{r} и точкой интегрирования \mathbf{z} . Из уравнений (4) и (7) можно получить выражение для индуцированного током магнитного поля

$$h(r) = \frac{1}{c} \int_V \frac{(1-jkr') \exp(jkr')}{(r')^3} (i(z) \times r') dV_z, \quad (8)$$

$$r' = |\mathbf{r} - \mathbf{z}|.$$

В случае цилиндрической симметрии с учетом линейности тока $i(z)$ циркулярное магнитное поле на поверхности провода записывается в виде:

$$\bar{h}_\varphi(z, a) = \frac{a}{c} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{(1-jkr) \exp(jkr)}{r^3} i(s) ds, \quad (9)$$

где $r = \sqrt{(z-a)^2 + a^2}$. В отличие от статического случая, когда имеет место соотношение $\bar{h}_\varphi = 2I/ac$, I – полный ток, уравнение (9) учитывает эффекты запаздывания. Следует также отметить, что интегральное соотношение (9) имеет очень быструю сходимость, то есть магнитное поле даже при учете эффектов запаздывания является практически локальным.

Компонента A_z векторного потенциала описывает рассеянное поле от прямого провода. Используя уравнения (5) и (7), продольное поле $e_z(x, y, z)$ можно выразить посредством интегрально-дифференциального уравнения, в котором свертка происходит по координате z :

$$e_z(x, y, z) = \frac{4\pi}{j\omega\epsilon_d} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} (G * i) + k^2 (G * i) \right), \quad (10)$$

$$(G * i) = \int_{-l/2}^{l/2} i(s)G(r)ds,$$

$$r = \sqrt{(z-s)^2 + x^2 + y^2}.$$

На поверхности провода необходимо положить $r = \sqrt{(z-s)^2 + a^2}$. Используя импедансные граничные условия (3) и уравнение (10), обобщенное антенное уравнение для $i(z)$ записывается в виде:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} (G * i) + k^2 (G * i) + \frac{j\omega\epsilon_d\zeta_{zz}}{2\pi ac} (G_\varphi * i) = \frac{j\omega\epsilon_d}{4\pi} \bar{e}_{0z}. \quad (11)$$

В (11) \bar{e}_{0z} – тангенциальная составляющая внешнего электрического поля на поверхности провода. Функция $G_\varphi(r)$ определяет рассеянное циркулярное магнитное поле $\bar{h}_\varphi(z, a)$ на поверхности провода:

$$\bar{h}_\varphi(z, a) = \frac{2}{ac} (G_\varphi * i) = \frac{2}{ac} \int_{-l/2}^{l/2} G_\varphi(r) i(s) ds, \quad (12)$$

$$G_\varphi(r) = \frac{a^2(1-jkr)\exp(jkr)}{2r^3}.$$

Уравнение (11) дополняется граничными условиями на концах провода: $i(\pm l/2) = 0$. Уравнение (11) включает общие потери – как резистивные, так и магнитные. Внутренние потери определяются матрицей импеданса (в данном случае диагональной компонентой ζ_{zz}), а также свертками типа $(G_\varphi * i)$, в то время как мнимая часть $(G * i)$ определяет радиационные потери.

Реальные части функций Грина G и G_φ , вычисленные на поверхности проводника, имеют резкий пик при $r = a$ и дают основной вклад в уравнение (11). При этом свертки с мнимыми частями могут давать существенный вклад в окрестности резонанса. В качестве нулевого приближения могут использоваться свертки с $Re(G)$ и $Re(G_\varphi)$.

Используя уравнение (11) вместе с неравенствами $|\text{Im}(G * i)| \ll |\text{Re}(G * i)|$ и $|\text{Im}(G_\varphi * i)| \ll |\text{Re}(G_\varphi * i)|$, можно получить дифференциальное уравнение для $i_0(z)$, в котором пренебрегается радиационными потерями:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} i_0(z) + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_d \left(1 + \frac{jc\zeta_{zz}}{2\pi a\omega} \frac{Q_\varphi}{Q} \right) i_0(z) \approx \frac{j\omega\epsilon_d}{4\pi Q} \bar{e}_{0z}. \quad (13)$$

Параметры Q и Q_φ играют роль форм-факторов и определяются как

$$Q = \frac{\ln(l/a)}{2\pi}, \quad Q_\varphi = 1 + (ak)^2 \ln(l/a).$$

Как следует из уравнения (13), использование импедансных граничных условий прежде всего приводит к перенормировке волнового вектора:

$$\tilde{k} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_d} \left(1 + \frac{jc\zeta_{zz}}{2\pi a\omega} \frac{Q_\varphi}{Q} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Именно этот волновой вектор \tilde{k} определяет теперь резонансное условие ($k_{res}l = \pi(2n-1)$):

$$\lambda_{res,n} = \frac{2l\sqrt{\epsilon_d}}{2n-1} \text{Re} \left(\sqrt{1 + \frac{jc\zeta_{zz}}{a\omega \ln(l/a)}} \right). \quad (15)$$

Резонансная частота определяется как $f_{res,n} = c/\lambda_{res,n}$.

Резонансные длины волн (15), вообще говоря, отличаются от значений, определяемых стандартными условиями, справедливыми для идеально проводящих проводов. В это резонансное условие входит продольная компонента поверхностного импеданса. Соответственно, в случае магнитных проводов, которые обнаруживают МИ эффект, появляется возможность управления резонансными свойствами дипольного момента с помощью внешних факторов, влияющих на магнитную структуру: магнитное поле, механические напряжения, температура.

Для учета радиационных потерь при решении уравнения (11) необходимо определить следующую поправку, учитывающую свертки с мнимыми частями функций Грина G и G_φ [22, 23].

III. ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ФЕРРОМАГНИТНОГО ПРОВОДА

Для исследования влияния магнитных свойств провода на дипольный момент используем выражение для высокочастотного импеданса [24]:

$$\zeta_{zz} = \frac{c(1-i)}{4\pi\sigma\delta} \left(\sqrt{\mu} \cos^2(\theta) + \sin^2(\theta) + \frac{\delta(1+i)}{4a} \right) \quad (16)$$

Здесь θ – угол между статической намагниченностью и осью провода, $\tilde{\mu}$ – эффективный параметр магнитной проницаемости, δ – немагнитный скин-слой, σ – проводимость. Зависимость импеданса от магнитного поля для гигагерцевых частот представлена на рис. 2.

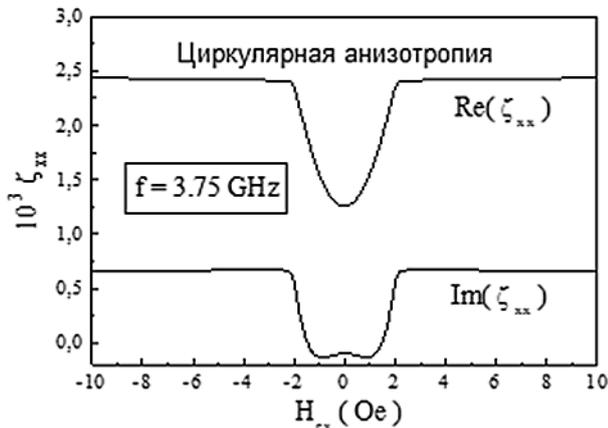
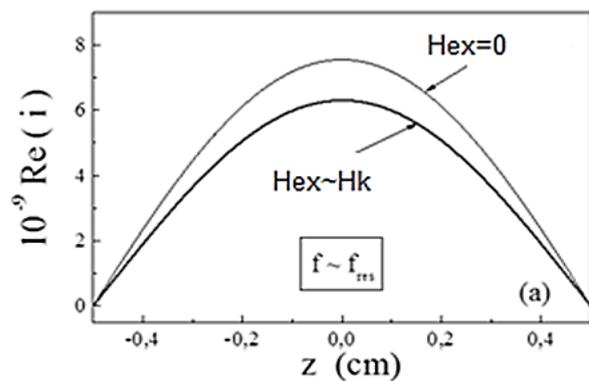


Рис. 2. Зависимость поверхностного импеданса аморфного микропровода от внешнего магнитного поля H_{ex} . Провод имеет циркулярную магнитную анизотропию. Параметры расчета: радиус провода 5 мкм, $\sigma = 7.6 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$, поле анизотропии $H_K = 2\text{Э}$, намагниченность насыщения $M_0 = 500 \text{ Гс}$, гиромангнитная константа $\gamma = 2 \cdot 10^7 \text{ (рад/с)/Э}$

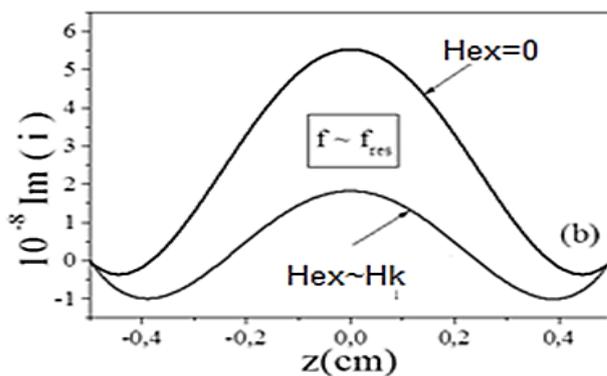
На гигагерцевых частотах в полях порядка поля анизотропии $H_{ex} \sim H_K$ происходит значительное увеличение импеданса (более 50%). Важно отметить, что в таких полях намагниченность устанавливается вдоль оси провода, и дальнейшее увеличение поля не вызывает изменений в направлении намагниченности. При этом не происходит и заметных изменений в поведении импеданса. Таким образом, изменение импеданса на гигагерцевых частотах обусловлено переориентацией статической намагниченности. Параметр магнитной проницаемости $\tilde{\mu}$, входящий в формулу (16), слабо зависит от H_{ex} , поскольку гигагерцевые частоты соответствуют «хвосту» ферромагнитного резонанса. Однако важно, чтобы этот параметр имел достаточно большие значения по сравнению с единицей. При увеличении частоты $\tilde{\mu} \rightarrow 1$ зависимость импеданса от магнитного поля исчезает.

Подставляя (16) в (15), можно сделать вывод, что влияние магнитных параметров на волновой вектор будет значительным при условии не очень сильного скин-эффекта.

На рис. 3 представлено распределение тока вдоль провода в области резонанса без воздействия магнитного поля и в присутствии поля, рассчитанное в нулевом приближении (пренебрегая радиационными потерями). Видно, что воздействие статического поля приводит к существенному изменению распределения тока. Вдали от резонанса влияние магнитного поля снижается.



(а)



(б)

Рис. 3. Влияние магнитного поля на распределение тока вдоль провода в области антенного резонанса. Параметры расчета такие же, как и для рис. 2; (а) – реальная часть; (б) – мнимая часть.

Внешнее магнитное поле влияет и на частотные характеристики дипольного момента провода. В нулевом приближении поляризуемость провода записывается в виде:

$$\alpha = \frac{1}{2\pi \ln(l/a)(\tilde{\mu}ka)^2} \left(\frac{2}{\tilde{\mu}} \tan(\tilde{\mu}kl/2) - 1 \right). \quad (17)$$

Выражение (17) соответствует резонансной частотной дисперсии, как показано на рис. 4. Воздействие магнитного поля $H_{ex} \sim H_K$, при котором происходит увеличение импеданса, значительно расширяет антенный резонанс, так что частотная дисперсия выглядит как релаксационная.

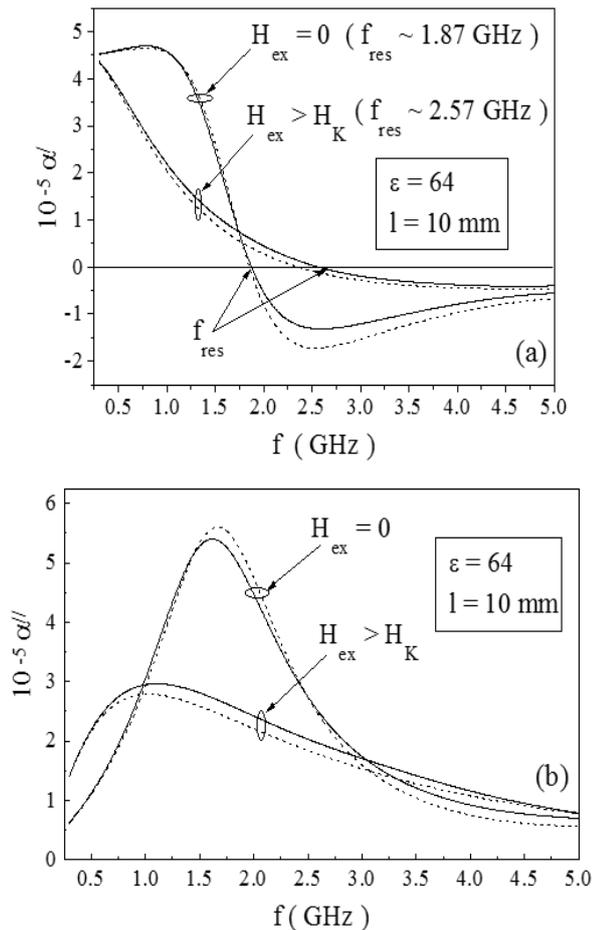


Рис. 4. Влияние магнитного поля на спектры поляризуемости магнитного провода длиной 1 см, погруженного в среду с диэлектрической проницаемостью равной 64 (в отсутствие магнитного поля резонансная частота составляет 1.87 ГГц). Сплошные кривые соответствуют нулевому приближению (11)-(13), пунктирные – приближению с учетом радиационных потерь. Параметры расчета такие же, как и для рис. 2.

Основная резонансная частота определяется длиной провода и диэлектрической проницаемостью матрицы. Для практических применений удобно использовать короткие провода. Если длина провода составляет 1 см, резонансная частота в воздухе составит 15 ГГц. Однако для таких частот динамическая магнитная проницаемость мало отличается от единицы, и влияние магнитных свойств на электрическую поляризуемость становится несущественным. Без увеличения длины провода резонансная частота может быть понижена с использованием диэлектрической матрицы с относительно высокими значениями ϵ_d . Вклад радиационных потерь может быть значительным для более высоких резонансных частот. В данном случае он не превышает нескольких процентов.

IV. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПРОВОДА В КАЧЕСТВЕ БЕСПРОВОДНОГО СЕНСОРНОГО ЭЛЕМЕНТА

Рассеяние электромагнитных волн на ферромагнитных проводах вблизи антенного резонанса может быть использовано для удаленного измерения различных физических параметров, воздействие которых приводит к изменению магнитной структуры провода, например, магнитного поля. Коэффициент рассеяния определяется дипольным моментом, который значительно изменяется в присутствии магнитного поля, как продемонстрировано на рис.4. Понятно, что по отношению к падающей волне, коэффициент рассеяния на одном проводе мал. Чтобы выделить полезный сигнал, предлагается использовать дополнительное магнитное поле, которое изменяется с низкой частотой (поле смещения H_b). Под действием этого поля амплитуда рассеяния будет модулирована. Величина модуляции будет зависеть от внешнего магнитного поля (измеряемое поле H_{ex}). На рис. 5 представлено максимальное изменение абсолютной величины дипольного момента при воздействии переменного поля смещения H_b как функции измеряемого поля H_{ex} , которое определяется следующим образом:

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\text{MAX}(P(H_{ex} + H_b) - P(H_{ex}))}{P(0)}.$$

Из рисунка видно, что амплитуда модуляции весьма чувствительна к внешнему магнитному полю. Модулированный сигнал определенной частоты легко может быть выделен с помощью селективного усилителя.

Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными [25]. Ферромагнитный провод состава $\text{Fe}_{2.25}\text{Co}_{72.75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ помещался между двумя фокусирующими антеннами, расстояние между которыми было 1.5 м. Измерялся коэффициент рассеяния

$$S_{21} = 20 \log \frac{P_2}{P_1},$$

где P_1 – мощность падающей волны, а P_2 – мощность принимающей антенны. Провод помещался в переменное поле смещения частотой 0,1 Гц и также подвергался воздействию постоянного поля. Поля создавались с помощью катушек Гельмгольца. Амплитуда модуляций S_{21} -параметра как функция постоянного магнитного поля представлена на рис. 6. Видно, что форма кривой амплитуды модуляций параметра рассеяния полностью соответствует поведению модуляций дипольного момента (рис. 5). Максимальный отклик зафиксирован вблизи антенного резонанса, для провода длиной 10 см – на частоте 1,4 ГГц.

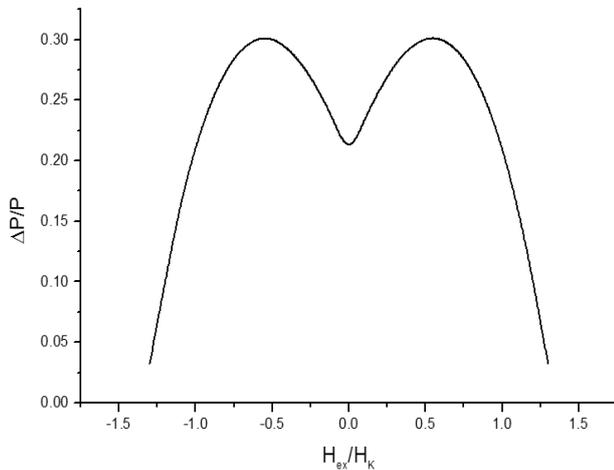


Рис. 5. Модуляция дипольного момента при воздействии поля смещения H_b в зависимости от внешнего (измеряемого) поля H_{ex} . Амплитуда поля H_b равна $0,3H_K$. Параметры расчета такие же, как и для рисунка 4. Частота равна частоте антенного резонанса в отсутствии магнитного поля (в данном случае $1,87$ ГГц).

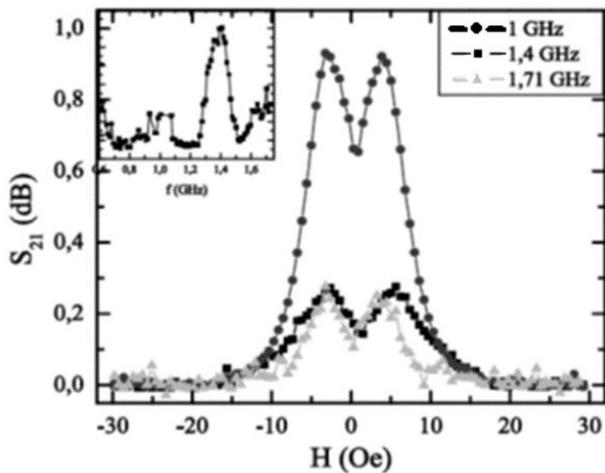


Рис. 6. Амплитуда модуляций S_{21} -параметра как функция постоянного поля. Внутренняя вставка показывает частотный спектр. Амплитуда модулирующего поля равна $1,35$ Э. Частота модуляций составляет $0,1$ Гц. Использовался провод состава $Fe_{2,25}Co_{72,75}Si_{10}B_{15}$ (радиус металлической жилы 33 мкм, общий радиус 50 мкм)

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено моделирование электрического дипольного момента ферромагнитного провода в антенном приближении. Влияние локальных магнитных свойств провода учитывается посредством использования импедансных граничных условий. Показано, что электрическая поляризация провода может существенно зависеть от внешних факторов, способных изменить статическую магнитную структуру (например, внешнее осевое магнитное поле в случае циркулярной анизотропии), что обусловлено эффектом магнитного импеданса. Обсуждается использование магнито-поляризационного эффекта

для разработки беспроводных высокочувствительных сенсоров, что представляет особый интерес в случае биосенсоров. Если магнитная структура провода изменяется под действием других факторов (например механического напряжения или температуры), то возможна разработка сенсорных элементов для определения этих параметров. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментом.

БЛАГОДАРНОСТИ

Настоящая работа была выполнена при поддержке и в рамках государственного заказа Российской Федерации по организации научной работы Л.В. Паниной. Авторы выражают особую благодарность директору компании В. Ларину, MFTI Ltd, за безвозмездное предоставление образцов бистабильных микропроводов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Panina L. V. and Mohri K. //Appl. Phys. Letters. 1994. V. 65, P. 1189
- [2] Mandal K., Puerta S., Vazquez M., Hernando A. The frequency and stress dependence of giant magnetoimpedance in amorphous microwires. // IEEE Trans. Magn. 2002. V. 36, P. 3257-3259
- [3] Kraus L., Frait Z., Pirota K. R., Chiriac H. Giant magnetoimpedance in glass-covered amorphous microwires. // J. Magn. Magn. Mat. 2003. 254-255:399-403.
- [4] Yang S., Lozano K., Lomeli A., Foltz H. D., and Jones R. Composites Part. 2005. V. 36. P. 691
- [5] Qin F. X., Peng H. X., Pankratov N., Phan M. H., Panina L. V., Ipatov M., Zhukova V., Zhukov A., Gonzalez J. Exceptional electromagnetic interference shielding properties of ferromagnetic microwires enabled polymer composites. // J. Appl. Phys. 2010. V. 108, Number: 044510.
- [6] Yuan B., Yu L., Sheng L., An K., and Zhao X. J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 45, P. 235108
- [7] Makhnovskiy D. P., Panina L. V., Garcia C., Zhukov A., Gonzalez J. Phys. Rev B. 2006. V. 74, P. 064205
- [8] Vijayakumar K., Wylie S. R., Cullen J. D., Wright C. C., and Ai-Shamma'a A. I. // J. Phys. Conf. Ser. 2009. V. 178, P. 012033
- [9] Qin F. X., Peng H. X., Phan M. H., Panina L. V., Ipatov M., Zhukov A., Gonzalez J. Smart Composites With Short Ferromagnetic Microwires for Microwave Applications. // IEEE TRANS. MAGN. 2011. V. 47, P. 4481-4484
- [10] Chiriac H., Pop Gh., Ovari T.-A., Barariu F., Vazquez M., and Zhukov A. P. // IEEE Trans. Magn. 1997. V. 33, P. 3346
- [11] Zhukov A. P., Blanco J. M., Gonzalez J., Garcia Prieto M. J., Pina E., and Vazquez M., J. Appl. Phys. 2000. V. 87, P. 1402
- [12] Cobeno F., Blanco J. M., Zhukov A. P., and Gonzalez J. //J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 249/1-2, P. 396
- [13] Sarychev A. K. and Shalaev V. M. //Physics Reports. 2000. V. 335, P. 275-371
- [14] Lagarkov A. N. and Sarychev A. K. //Phys. Rev. 1996. V. 53, P. 6318
- [15] Lagarkov A. N., Matytsin S. M., Rozanov K. N., and Sarychev A. K. //J. Appl. Phys. 1998. V. 84, P. 3806
- [16] Makhnovskiy D. P., Panina L. V., and Mapps D. //J. Phys. Rev. 2001. V. 63, P. 14424
- [17] van de Hulst H. C. Light Scattering by Small Particles. //Dover, New York. 1981.

- [18] Bohren C. F and Huffman D. R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. //Wiley, New York. 1983
- [19] Serdyukov A. N. , Semchenko I. V., Tretyakov S. A., and Sihvola A. Electromagnetics of Bi-anisotropic Materials. Theory and Applications. //Amsterdam: Gordon and Breach Science Publishers. 2001
- [20] Tretyakov S. A. Analytical Modeling in Applied Electromagnetics. //Norwood, MA: Artech House. 2003
- [21] King R. and Smith G. Antennas in Matter. Fundamentals, Theory and Applications. //The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, and London, England. 1981
- [22] Panina L. V., Grigorenko A. N., Makhnovskiy D. P. //Phys. Rev. 2002. V. 66, P. 15411
- [23] Makhnovskiy D. P., and Panina L. V. //J. Appl. Phys. 2003. V. 93, P. 4120
- [24] Makhnovskiy D. P., Panina L. V., Mapps D. J., and Sarychev A. K. //Phys. Rev. 2001. V. 64, P. 14205
- [25] Herrero-Gomez C., Aragon A. M., Hernando-Rydings M., Marin P., and Hernando A. //Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105, P. 09240

Tunable electric polarization of amorphous ferromagnetic wires at GHz frequencies for wireless sensing applications

A. Dzhumazoda¹, R. Awal¹, S. V. Podgornaya¹

L. V. Panina^{1,2}, A. T. Morchenko¹, V.G. Kostyshin

¹National University of Science and Technology, MISIS, Moscow 119991, Russia

²Institute for Design Problems in Microelectronics RAS, Moscow 124681, Russia

e-mail: elshstawy@science.tanta.edu.eg, drlpanina@gmail.com

Keywords - ferromagnetic microwires, antenna resonance, magnetoimpedance, electric polarizability, embedded sensors.

ABSTRACT

Wireless miniature sensors are required for a wide range of applications such as non-destructive evaluation, multifunctional materials, embedded sensors, etc. In this work, the electrical polarization in ferromagnetic microwires dependent on the wire magnetic structure is investigated with the aim of sensing applications. The wire behaves as antenna exhibiting a resonance at half wavelength condition. At the vicinity of this resonance the polarization is sensitive to all the losses including magnetic losses. The transfer mechanism is based on the magnetoimpedance effect (MI) which requires a specific magnetic structure.

In order to realize efficient tunable properties, magnetic microwires of CoFeSiB composition in amorphous state are considered. For microwave sensing applications, the magnetic structure in the outer shell of a circumferential or helical type is preferable, which can be established in Co-rich alloys with negative magnetostriction. The external magnetic field, stress and temperature can substantially modify the magnetic anisotropy, magnetization processes and high frequency impedance.

The use of metal inclusions in microwave applications is often justified by their larger electric polarisability in comparison with dielectrics. This enables a strong response even from a single inclusion. Here we demonstrate that scattering from a ferromagnetic microwire showing large MI effect at microwaves can be modulated with a low frequency magnetic field and the amplitude of this

modulation near the antenna resonance can sensitively change in the presence of the external stress or temperature. The modelling is based on solving the scattering problem from a cylindrical wire with the impedance boundary conditions. The modelling results agree well with the experimental data.

ACKNOWLEDGEMENT

This work was supported by the Russian Federation governmental contract for organizing a scientific work. The authors are very thankful to Dr. V. Larin, MFTI Ltd for donating the wire samples.

REFERENCES

- [1] Panina L. V. and Mohri K. //Appl. Phys. Letters. 1994. V. 65, P. 1189
- [2] Mandal K., Puerta S., Vazquez M., Hernando A. The frequency and stress dependence of giant magnetoimpedance in amorphous microwires. // IEEE Trans. Magn. 2002. V. 36, P. 3257-3259
- [3] Kraus L., Frait Z., Pirola K. R., Chiriach H. Giant magnetoimpedance in glass-covered amorphous microwires. // J. Magn. Magn. Mat. 2003. 254-255:399-403.
- [4] Yang S., Lozano K., Lomeli A., Foltz H. D., and Jones R. Composites Part. 2005. V. 36. P. 691
- [5] Qin F. X., Peng H. X., Pankratov N., Phan M. H. , Panina L. V., Ipatov M. , Zhukova V. , Zhukov A. , Gonzalez J. Exceptional electromagnetic interference shielding properties of ferromagnetic microwires enabled polymer composites. // J. Appl. Phys. 2010. V. 108, Number: 044510.
- [6] Yuan B., Yu L., Sheng L., An K., and Zhao X. J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 45, P. 235108
- [7] Makhnovskiy D. P., Panina L. V., Garcia C., Zhukov A., Gonzalez J. Phys. Rev B. 2006. V. 74, P. 064205

- [8] Vijayakumar K., Wylie S. R., Cullen J. D., Wright C. C., and Ai-Shamma'a A. I. // J. Phys. Conf. Ser. 2009. V. 178, P. 012033
- [9] Qin F. X., Peng H. X., Phan M. H., Panina L. V., Ipatov M., Zhukov A., Gonzalez J. Smart Composites With Short Ferromagnetic Microwires for Microwave Applications. // IEEE TRANS. MAGN. 2011. V. 47, P. 4481-4484
- [10] Chiriac H., Pop Gh., Ovari T.-A., Barariu F., Vazquez M., and Zhukov A. P. // IEEE Trans. Magn. 1997. V. 33, P. 3346
- [11] Zhukov A. P., Blanco J. M., Gonzalez J., Garcia Prieto M. J., Pina E., and Vazquez M., J. Appl. Phys. 2000. V. 87, P. 1402
- [12] Cobeno F., Blanco J. M., Zhukov A. P., and Gonzalez J. //J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 249/1-2, P. 396
- [13] Sarychev A. K. and Shalaev V. M. //Physics Reports. 2000. V. 335, P. 275-371
- [14] Lagarkov A. N. and Sarychev A. K. //Phys. Rev. 1996. V. 53, P. 6318
- [15] Lagarkov A. N., Matytsin S. M., Rozanov K. N., and Sarychev A. K. //J. Appl. Phys. 1998. V. 84, P. 3806
- [16] Makhnovskiy D. P. , Panina L. V., and Mapps D. //J. Phys. Rev. 2001. V. 63, P. 14424
- [17] van de Hulst H. C. Light Scattering by Small Particles. //Dover, New York. 1981.
- [18] Bohren C. F and Huffman D. R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. //Wiley, New York. 1983
- [19] Serdyukov A. N. , Semchenko I. V., Tretyakov S. A., and Sihvola A. Electromagnetics of Bi-anisotropic Materials. Theory and Applications. //Amsterdam: Gordon and Breach Science Publishers. 2001
- [20] Tretyakov S. A. Analytical Modeling in Applied Electromagnetics. //Norwood, MA: Artech House. 2003
- [21] King R. and Smith G. Antennas in Matter. Fundamentals, Theory and Applications. //The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, and London, England. 1981
- [22] Panina L. V., Grigorenko A. N., Makhnovskiy D. P. //Phys. Rev. 2002. V. 66, P. 15411
- [23] Makhnovskiy D. P., and Panina L. V. //J. Appl. Phys. 2003. V. 93, P. 4120
- [24] Makhnovskiy D. P., Panina L. V., Mapps D. J., and Sarychev A. K. //Phys. Rev. 2001. V. 64, P. 14205
- [25] Herrero-Gomez C., Aragon A. M., Hernando-Rydings M., Marin P., and Hernando A. //Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105, P. 09240.