

DOI <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.8.3>

УДК 621.372, 537.9

ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ДЛЯ КВАЛИФИКАЦИИ STT-MRAM

А. П. Михайлов^{1,2}, А. Д. Белановский¹, Н. Ю. Дмитриев^{1,2}, М. И. Гильманов³,
А. В. Семенов³, А. Н. Самарин³, А. В. Трофимов¹, А. В. Хвальковский¹

¹ ООО «Крокус Нанoeлектроника», 109316, Москва, Волгоградский проспект, 42-5

² Московский физико-технический институт (государственный университет),
141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

³ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

Статья поступила в редакцию 13 июля 2020 г.

Аннотация. В работе детально рассмотрена методика экспериментального исследования критически важных параметров композиций материалов магниторезистивной памяти произвольного доступа с переносом спинового момента (Spin-Transfer-Torque Magnetic Random Access Memory или STT-MRAM), основанная на применении эффекта ферромагнитного резонанса. В работе предложена новая конфигурация измерительной установки с магнитным полем, направленным вдоль волноводной линии. Данная конфигурация также применима для измерения тонкоплёночных ферримагнетиков и ферромагнетиков, мультиферроиков.

Ключевые слова: ферромагнитный резонанс, спинтроника, STT-MRAM, волноводная линия.

Abstract. The experimental setup for measurement of the critical parameters of material compositions for Spin-Transfer-Torque Magnetic Random-Access Memory (STT-MRAM) based on the ferromagnetic resonance effect (FMR), was described in details. New configuration of a measurement setup with a magnetic field directed along the waveguide line is proposed. This configuration is also applicable for the measurement of thin-film ferrimagnets, ferromagnets and multiferroics.

Keywords: ferromagnetic resonance, spintronics, STT-MRAM, waveguide line.

Введение

В работе рассматривается метод измерения характеристик тонких магнитных плёнок, предназначенных для применения в магнитной памяти на

основе эффекта переноса спинового момента (Spin-Transfer-Torque Magnetic Random Access Memory или STT-MRAM), основанных на применении эффекта ферромагнитного резонанса (ФМР). Его суть заключается в резонансном поглощении электромагнитных волн в системе связанных магнитных моментов, открытом Аркадьевым в начале XX века [1]. Данный эффект проявляется, если ферромагнетик поместить в статическое магнитное поле и к образцу приложить переменное магнитное поле сверхвысокой частоты $H_{\text{свч}}$. Для каждой частоты электромагнитной волны существует коррелированное статическое магнитное поле $H_{\text{стац}}$, для которого наблюдается ФМР.

В зависимости от конкретного магнитного материала и его структуры ширина полосы частот резонансного поглощения изменяется. Измерение коэффициента поглощения образца во внешнем магнитном поле в зависимости от частоты сигнала называется методом широкополосного ФМР. Описанный метод позволяет различить вклад собственного затухания в ширину резонансной линии (определяемого значением постоянной Гильберта) и других факторов [2]. С помощью данного метода могут быть получены наиболее важные параметры для ферромагнетиков, такие как магнитная анизотропия, g -фактор Ланде и гильбертово затухание. Эти значения имеют ключевое значение для предсказания свойств и оптимизации параметров магниторезистивной памяти STT-MRAM.

В данной работе предложено развитие методики измерений широкополосного ФМР с целью её применения для характеристики многослойной структуры композиции магнитных материалов для STT-MRAM. Способность ячеек памяти изменять состояния определяется величиной критического тока I_{c0} , характеризующего значение проходящего через ячейку памяти электрического тока, при котором эффект переноса спинового момента сравнивается с затуханием и, соответственно, появляется динамика намагниченности, что приводит к переключению. Величина критического тока пропорциональна константе гильбертова затухания $I_{c0} \sim \alpha$ [3], что делает её экспериментальное определение на уровне композиции материалов крайне

важной задачей. Предложенный в данной работе метод позволяет определить постоянную затухания Гильберта. Для её определения широкополосным методом ФМР требуется получить частотные зависимости для резонансного поля и полной ширины на уровне половинной амплитуды резонансной линии.

Высокий интерес к величине затухания намагниченности обусловлен технологической важностью эффектов спинового транспорта и спиновой накачки. Константа затухания влияет на критический ток, необходимый для переключения направления намагниченности [4].

1. Теоретические основы

Центральным понятием микроволновой динамики намагниченности и ферромагнитного резонанса является спиновая волна. Спиновые волны представляют собой коллективное прецессионное движение спинов, связанных с ближним обменом и дальнедействующим дипольным взаимодействием в магнитной среде. Классическое описание спиновых волн задается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) для динамики вектора намагниченности [5]:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \vec{m} \times \vec{H}_{\text{эфф}} - \frac{\alpha\gamma}{1+\alpha^2} \left[\vec{m} \times \left[\vec{m} \times \vec{H}_{\text{эфф}} \right] \right], \quad (1)$$

здесь $\gamma = g\mu_B/\hbar$ — гиромагнитное отношение, $\vec{m} = \vec{M}/M_S$ — безразмерный вектор намагниченности, M_S — намагниченность насыщения, а $\vec{H}_{\text{эфф}} = 2\pi f/\gamma$ — эффективное магнитное поле внутри материала.

Магнитный ответ ферромагнетика на малые высокочастотные вариации магнитных полей перпендикулярно вектору намагниченности описывается магнитной восприимчивостью χ . Для композиции материалов с намагниченностью перпендикулярно плоскости, out-of-plane (OOP конфигурация), магнитная восприимчивость, получаемая из уравнения ЛЛГ (1), определяется следующим образом [6]:

$$\chi(H_{\text{стац}}) = \frac{M_{\text{эфф}}(H_{\text{стац}} - M_{\text{эфф}})}{(H_{\text{стац}} - M_{\text{эфф}})^2 - H_{\text{эфф}}^2 - i\frac{\Delta H}{2}(H_{\text{стац}} - M_{\text{эфф}})}, \quad (2)$$

где введено обозначение $M_{\text{эфф}} = M_S - H_k^\perp$ [4]. Здесь H_k^\perp есть поле анизотропии перпендикулярно плоскости образца. ΔH , являющийся полной шириной на

уровне половины амплитуды резонансной линии, возникает в результате наличия ненулевого поглощения магнитного материала.

Частота однородного ФМР для эллипсоида вращения, намагниченного вдоль одной из его осей (для определенности — вдоль оси Z), определяется уравнением Киттеля [7]:

$$f^2 = \frac{\gamma^2}{4\pi^2} \left(H_{\text{рез}} + (N_x - N_z) \right) \left(H_{\text{рез}} + (N_y - N_z) \right). \quad (3)$$

Здесь $N_{x,y,z}$ — факторы размагничивания, аналитические формулы которых приведены в статье [8].

В ООР- конфигурациях и в IP-конфигурациях, соответственно, уравнения Киттеля для случая бесконечных тонких пленок могут быть записаны следующим образом:

$$f(H_{\text{рез}}) = \frac{\gamma}{2\pi} (H_{\text{рез}} - M_{\text{эфф}}), \quad (4)$$

$$f^2(H_{\text{рез}}) = \frac{\gamma^2}{4\pi^2} H_{\text{рез}} (H_{\text{рез}} + M_{\text{эфф}}). \quad (5)$$

Заметим, также, что микроволновое излучение может возбуждать не только ФМР, но и различные моды стоячих спиновых волн в наиболее ограниченном направлении (в случае тонких пленок — вдоль толщины). Для спинового волнового вектора $k \ll 2\pi/a$ с периодом кристаллической решетки a , энергия спиновых волн и, следовательно, частота приблизительно записывается как:

$$\hbar\omega = D_s k^2. \quad (6)$$

Здесь $D_s = 2g\mu_B(A_{\text{об}}/M_s)$ — жесткость спиновых волн, а $A_{\text{об}}$ — обменная жесткость. Для ООР-конфигурации волновой вектор квантуется вдоль толщины магнитной пленки t как $k = n\pi/t$ и n — количество полудлин микроволновой волны в толщине пленки. При этом величина резонанса поля для спиновых волн может быть записана следующим образом:

$$f_{\text{рез}}(k) = f_{\text{рез_ФМР}} + \frac{D_s}{h} k^2. \quad (7)$$

Заметим, что для IP-конфигурации учет спиновых волн является значительно менее важным ввиду малости отношения толщины магнитного

материала к линейным размерам образца, что приводит к возникновению спиновых волн на далеких от исследуемой области частотах, ввиду чего IP-конфигурация является более предпочтительной. Кроме того, единственным способом обеспечить перпендикулярность статического внешнего магнитного поля переменному магнитному полю, возникающему при прохождении переменного тока через волноводную линию, практически во всем объеме образца является ориентация статического магнитного поля строго вдоль направления волноводной линии, что будет подробнее описано далее.

2. Экспериментальное исследование ФМР

Для экспериментального исследования ФМР образец располагают поверх измерительной волноводной линии, помещенной во внешне постоянном магнитном поле $H_{\text{стац}}$. Образец взаимодействует с СВЧ электромагнитным полем измерительной волноводной линии $H_{\text{СВЧ}}$, что приводит к частичному поглощению энергии электромагнитной волны, распространяющейся в волноводной линии. Чем ближе частота волны к резонансной частоте магнитного образца, тем выше интенсивность описанного поглощения. Таким образом, на выходе волноводной линии амплитуда сигнала снижается при приближении к резонансной частоте.

Применение широкополосного ФМР для исследования свойств композиций материалов STT-MRAM требуется крайне высокая чувствительность экспериментальной установки ввиду того, что толщины указанных композиций магнитных материалов находятся в диапазоне $1.5 \div 3.0$ нм при площади образца $\cong 0.25$ см², которая, в случае проведения исследования на сформированных ячейках, только на $\sim 40\%$ заполнена магнитным материалом.

Волноводная линия является одной из ключевых частей измерительной установки, так как она отвечает за создание высокочастотного электромагнитного поля в точке размещения образца и, наряду с векторным анализатором цепей, за общую чувствительность измерительного стенда. Одним из основных требований, предъявляемых к ней, является низкий

уровень потерь во всем исследуемом диапазоне частот. Потери могут быть вызваны нарушением согласования, тепловыми потерями и излучением.

В качестве измерительной линии было решено использовать копланарный волновод с заземлением. Его конструкция подразумевает расположение сигнальной линии и двух линий заземления в одной плоскости. Данный факт, во-первых, обеспечивает симметричность поля относительно сигнальной линии, во-вторых, магнитная компонента находится преимущественно в плоскости параллельной поверхности волноводной линии [9]. Помимо этого, принципиальная конструкция копланарного волновода с заземлением подразумевает большую степень экранирования и, как следствие, сокращает излучение энергии распространяющейся электромагнитной волны в свободное пространство.

На сегодняшний день не существует аналитического решения для расчета волнового сопротивления копланарного волновода. Однако, есть ряд эмпирических формул, позволяющих сделать оценку волнового сопротивления копланарного волновода в зависимости от его геометрических параметров [10–12]. Пользуясь данными методиками, изначально были получены приблизительные геометрические размеры копланарного волновода. Для оптимизации импеданса копланарного волновода на всем интересующем диапазоне частот были применены численные методы.

Результирующие распределения магнитного и электрического полей, полученные в результате моделирования, представлены на рис. 1.

Из расчетов видно, что вектора $H_{\text{свч}}$ всегда ортогональны направлению распространения волны и лежат в плоскости рисунка. Как было отмечено выше, для эффективного измерения ФМР необходимо, чтобы поля $H_{\text{стац}}$ и $H_{\text{свч}}$ были ортогональны во всем объеме образца. Этого можно добиться, располагая копланарный волновод вдоль линий поля магнита $H_{\text{стац}}$. При этом, продольная длина копланарного волновода становится ограничивающим фактором для сокращения расстояния между полюсами магнита. Как правило, это расстояние стараются сократить для увеличения однородности и интенсивности

стационарного магнитного поля. При этом возникает проблема размещения коаксиально полосковых переходов.

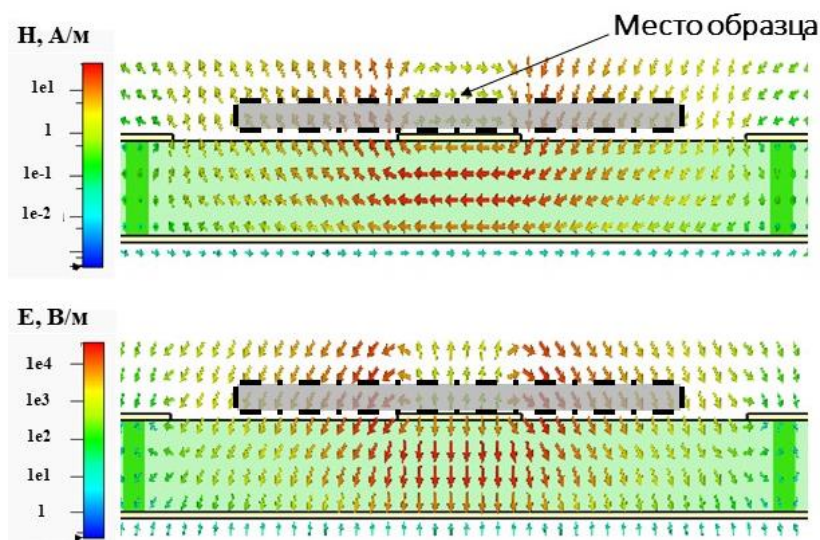


Рис. 1. Электромагнитное моделирование распределений магнитного и электрического полей для копланарного волновода с заземлением.

Существует несколько путей решения этой проблема. Например, использовать полосковую линия с изгибами по краям и размещение разъемов перпендикулярно измерительной линии. Данный подход не требует сложных электромагнитных расчетов и при достаточно плавных изгибах полосковой линии обеспечивает требуемую рабочую ширину полосы частот. Данный подход не лишен недостатков. Действительно, в этом случае требуется увеличение продольного размера измерительной линии, появляются дополнительные потери на изгибах, ухудшается однородность статического магнитного поля, уменьшается его амплитуда, а также нарушается однородность $H_{\text{свч}}$.

Для уменьшения общей длины измерительной полосковой линии нами была разработана альтернативная схема расположения коаксиально полосковых переходов. На рис. 2 показан внешний вид предложенной измерительной полосковой линии, помещенной в металлический корпус для снижения влияния внешних электромагнитных полей. Коаксиальные разъемы располагаться ниже полосковой линии по ее краям. При этом коаксиальный кабель подводится

ортогонально плоскости копланарного волновода. Коаксиально полосковый переход выполнен в стенке металлического корпуса.

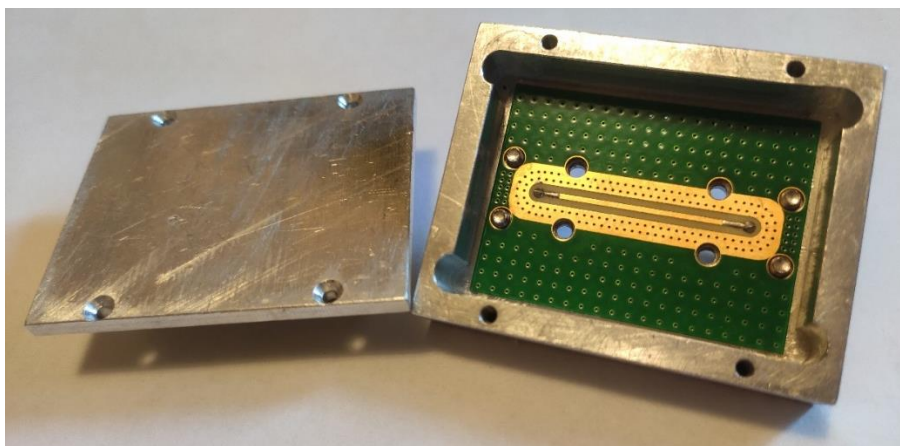


Рис. 2. Экранированный копланарный волновод (без крышки), использованный для экспериментов, разработан в ООО «Крокус Нанoeлектроника».

Проектирование данного коаксиально полоскового перехода требовало достаточно сложных расчетов. Были использованы численные методы решения уравнений Максвелла, а именно метод конечных разностей во временной области (КРВО) и метод конечных элементов (МКЭ) в частотной области.

2.1 Экспериментальная установка

Экспериментальная установка создана на базе Института общей физики им. А. М. Прохорова, ее принципиальная схема представлена на рис. 3. Измерительная волноводная линия с образцом располагается в статическом и однородном магнитном поле, которое может быть ориентировано как перпендикулярно (ООР-конфигурация), так и параллельно плоскости образца (IP-конфигурация). Волноводная линия с образцом подключена к векторному анализатору цепей с помощью фазостабильных СВЧ кабельных сборок с малыми потерями. Измерения проводятся в диапазоне частот $10 \text{ МГц} \leq f \leq 30 \text{ ГГц}$. При этом параметры линии измеряются в виде безразмерного комплексного параметра $S_{ij}(f)$. Калибровка в отсутствие образца позволяет учесть потери и дисперсию в кабелях и копланарном волноводе и

гарантировать измерение магнитных характеристик непосредственно исследуемого материала или композиции материалов.

В состав экспериментальной установки входит электромагнит, позволяющий создать магнитное поле до 1.5 Тл. Фактическая величина магнитного поля в эксперименте определяется датчиком Холла, помещенном вблизи образца.

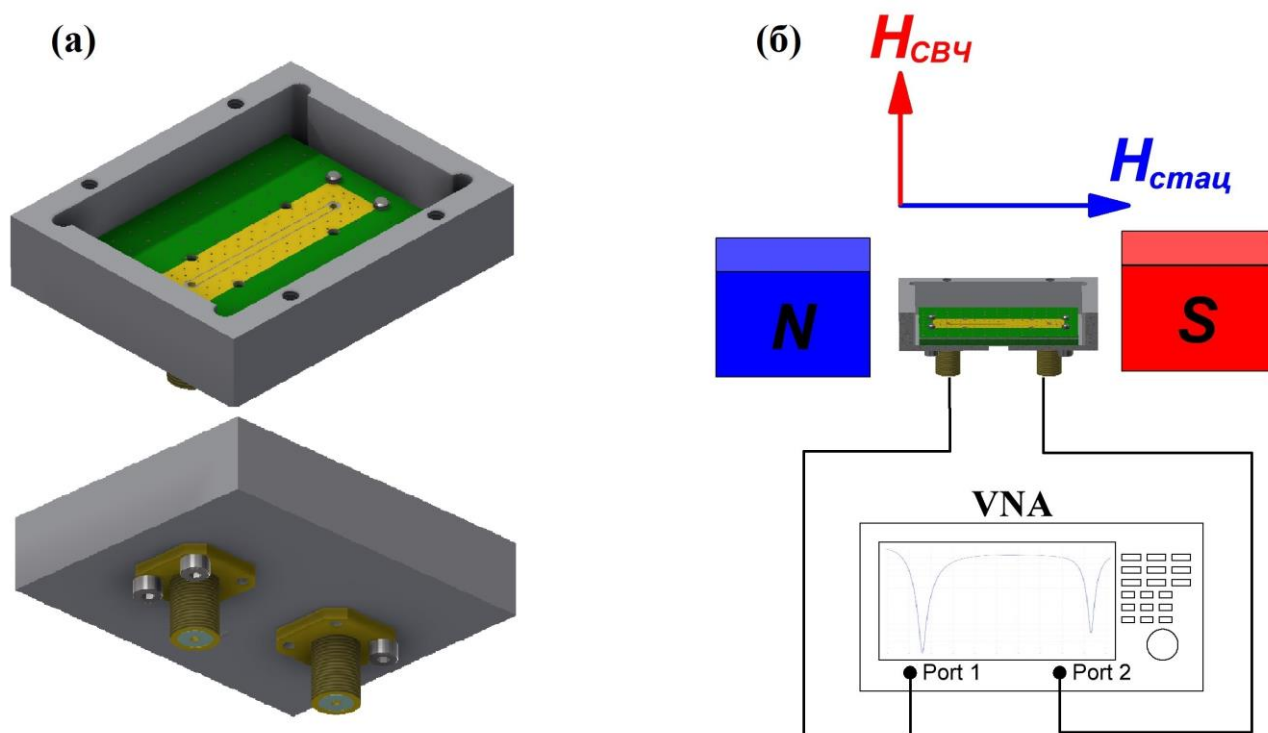


Рис. 3. Принципиальная схема экспериментальной установки, созданной на базе ИОФ РАН, (а) измерительная волноводная линия в корпусе. (б) структура установки.

Для измерения свойств образца с помощью эффекта широкополосного ФМР нами использован векторный анализатор цепей Agilent E8361C. Эксперименты выполнены в двух основных геометриях: внешнего поля лежащего в плоскости образца (IP-конфигурация), и поля перпендикулярного плоскости образца (OOP-конфигурация). Амплитуда указанного статического магнитного поля в поставленном эксперименте достигала величины в 1 Тл, достаточной для того, чтобы достигнуть насыщения намагниченности образца в направлении поперек плоскости.

Проведенные измерения показали лучшую чувствительность установки при расположении статического магнита вдоль полосковой линии по сравнению с иными конфигурациями, что доказывает справедливость предложенного подхода с направлением стационарного магнитного поля вдоль полосковой линии.

3. Техника измерений

Для анализа экспериментальных данных необходимо рассмотреть - параметры более подробно, а именно коэффициент отражения S_{11} и коэффициент пропускания S_{21} , которые могут быть разделены на магнитные ΔS_{11} и ΔS_{21} , а также немагнитные S_{11}^0 и S_{21}^0 составляющие. Комплексная магнитная восприимчивость $\chi(H_{\text{стац}})$ в приближении слабого отражения микроволнового импульса от образца выражается через S-параметры следующим образом [9]:

$$\chi(H_{\text{стац}}) \cong -\chi_0[(2 + 2S_{11}^0 - S_{21}^0)\Delta S_{11} - (1 + S_{11}^0)\Delta S_{21}]. \quad (8)$$

Здесь χ_0 является функцией от параметров эксперимента, таких как частота микроволнового импульса и толщина магнитной пленки. В квазистатическом приближении, как показано в работе [13], $\Delta S_{11} = -\Delta S_{21}$, что позволяет упростить уравнение (8) до:

$$\chi(H_{\text{стац}}) \cong -\chi_0(3(1 + S_{11}^0) - S_{21}^0)\Delta S_{21}. \quad (9)$$

Для изучения свойств композиции материалов STT-MRAM не требуется получать значения для магнитной проницаемости, поэтому на практике оказывается удобно извлекать поле резонанса и длину волны для каждой возбуждающей частоты с помощью простой аппроксимации данных S_{21} комплексной функцией:

$$S_{21}(H_{\text{стац}}, t) = S_{21}^0 + Dt - \frac{\chi(H_{\text{стац}})}{\tilde{\chi}_0}, \quad (10)$$

где D представляет из себя чисто феноменологическую комплексную коррекцию первого порядка для зависимого от времени смещения измерительной электроники и $\tilde{\chi}_0 \equiv \chi_0(3(1 + S_{11}^0) - S_{21}^0)$. Смещение сигнала D на практике является незначительной величиной [6], а минимизация

эмпирической величины D и сделанное предположение о применимости простой линейной коррекции, требуют быстрой скорости развертки приложенного магнитного поля.

Переменное магнитное поле микроволновой частоты, возникающее в образце в результате прохождения переменного тока через волноводную линию, находится в диапазоне от 100 МГц до 30 ГГц. Комплексный параметр пропускания S_{21} измеряется с помощью векторного анализатора цепей при фиксированной частоте и изменении внешнего статического магнитного поля.

Процедура определения ширины резонансной линии ΔH , резонансного поля $H_{\text{рез}}$ и эффективной намагниченности $M_{\text{эфф}}$, исходя из измеренных зависимостей S_{21} , включает несколько шагов.

Шаг 1. Производятся измерения S -параметров при наборе фиксированных частот и квазистатическом изменении в некотором диапазоне магнитного поля, включающем в себя резонансную линию поглощения магнитного образца. Для действительной и мнимой частей параметра S_{21} имеем зависимости, аналогичные представленным на рис. 4.

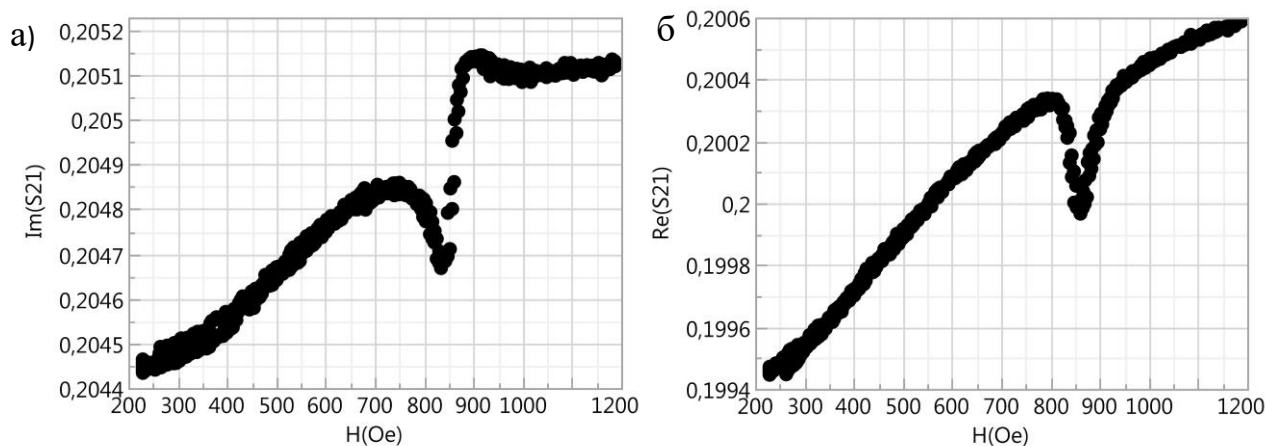


Рис. 4. Пример полученных экспериментальных данных для образца, произведенного в ООО «Крокус Наноэлектроника», при фиксированной частоте для полевой зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей параметра S_{21}

Шаг 2. Аппроксимацией зависимостей $S_{21}(H_{\text{стац}})$ при разных фиксированных частотах с помощью уравнений (2) и (10) определяются $H_{\text{рез}}(f)$

и $\Delta H(f)$. Для дальнейшего анализа удобнее использовать обратную зависимость $f_{\text{рез}}(H_{\text{стац}})$. Полученные зависимости приведены на рис. 5.

Однако, ввиду чрезвычайной малости магнитного материала и возможных возмущений, либо же из-за наличия нескольких резонансов, близких друг к другу, аппроксимация линии ФМР не всегда оказывается точной и надежной. В этом случае можно получить ширину резонансной линии Peak-to-Peak («от пика до пика») методом ФМР, подробно описанный в [14]. Применение данного метода сводится к тому, что поле ферромагнитного резонанса определяется напрямую из $\text{Re}(S_{21})$, а ширина резонансной линии определяется как расстояние между пиками в $\text{Im}(S_{21})$. Следует обратить внимание, что извлечение ширины линии методом измерения Peak-to-Peak не полностью эквивалентно определению истинного ΔH по полной ширине на уровне половины амплитуды. Для корректировки значения применяется поправочный коэффициент $1/\sqrt{3}$, возникающий из-за Лоренцевой формы резонансной линии, между полной шириной на уровне половины амплитуды и шириной резонансной линии, полученной Peak-to-Peak методом [14].

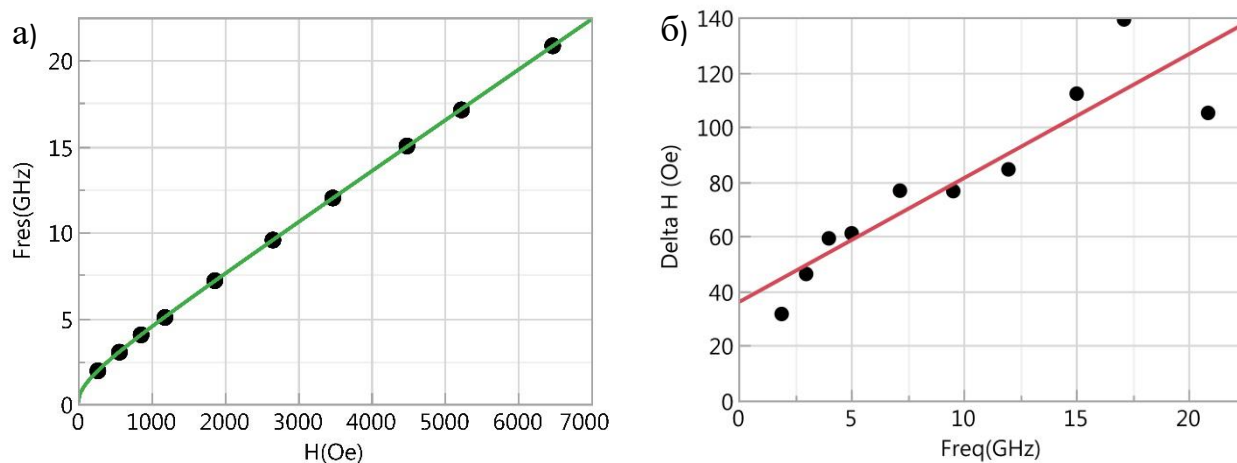


Рис. 5. а) обратная экспериментальной зависимость $f_{\text{рез}}(H_{\text{стац}})$ и ее аппроксимация, б) экспериментальная зависимость уширения резонансной линии $\Delta H(f)$ от частоты широкополосного ФМР.

Шаг 3. Обратная зависимость $f_{\text{рез}}(H_{\text{стац}})$ аппроксимируется с помощью уравнения Киттеля (4) или (5) для соответствующей конфигурации (ООР или

IP, соответственно) с двумя параметрами: эффективным магнитным моментом $M_{\text{эфф}}$ и гиромангнитным отношением γ , определяющим g-фактор линии ФМР. Результаты приведены на рис. 5а.

Шаг 4. Полученная зависимость $\Delta H(f)$ аппроксимируется с помощью уравнения, приведенного в [6]:

$$\Delta H = \frac{4\pi\alpha f}{\gamma} + \Delta H_0, \quad (11)$$

с параметрами α и ненулевого уширения ΔH_0 , которое обычно связывается с неоднородностью локального резонансного поля [15]. Последний параметр актуален для потенциальной диагностики готовых ячеек памяти в массиве. В целом, неоднородное уширение является строго феноменологическим параметром, который сложно оценить количественно исходя из иных фундаментальных свойств материала [16–17]. Тем не менее, было обнаружено, что ΔH_0 коррелирует с пространственным изменением магнитных свойств, которые влияют на резонансное поле ФМР [18].

Заметим, что измерение константы гильбертова затухания α на образце без формирования структур отдельных ячеек для дальнейшего анализа производительности ячеек памяти STT-MRAM с помощью аналитики или микромагнитного моделирования подвержено ряду неопределенностей. Например, использование измеренного затухания в микромагнитном моделировании основано на предположении, что затухание является чисто локальной величиной, то есть α не зависит от распределения намагниченности в соседних областях. В то время как это предположение кажется верным в больших масштабах, теория предсказывает, что в конечном итоге оно перестанет работать в нанометровых масштабах [19–20]. Следовательно, измерение затухания в наномангнитах, а также зависимость α от размера и морфологии наномангнита имеют важное значение для понимания физики, которая лежит в основе процесса затухания для данного материала и структуры устройства. Для измерения затухания в изолированных наномангнитах при наличии полностью функционирующих элементов STT-MRAM, включая все

необходимые электрические соединения для адресации конкретных элементов памяти, может быть использован метод ST-FMR, подробно описанный в работе [21], который лежит за рамками данной работы.

Заключение

В работе приведена схема установки для измерения широкополосного ферромагнитного резонанса. Представлена новая геометрия волноводной линии, которая обладает преимуществами по сравнению с существующими геометриями. Для образцов, представляющих из себя композицию магнитных материалов для производства STT-MRAM, получены следующие параметры: эффективная намагниченность $M_{\text{эфф}}$, характеризующая результирующее поле анизотропии перпендикулярно плоскости образца для композиции материалов, гиромагнитное отношение γ , g -фактор Ланде, параметр гильбертова затухания α и неоднородное уширение ΔH_0 .

Литература

1. Аркадьев В. К. Теория электромагнитного поля в ферромагнитном металле // ЖРФХО, физ. отд. – 1913. – Т. 45. – С. 312.
<https://phys.msu.ru/upload/iblock/f1f/arkadiev.pdf>
2. Arias R., Mills D. L. Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films // Physical review B. – 1999. – Т. 60. – №. 10. – С. 7395. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.60.7395>
3. Sun J. Z. Spin-current interaction with a monodomain magnetic body: A model study // Physical Review B. – 2000. – Т. 62. – №. 1. – С. 570.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.570>
4. Khvalkovskiy A. V. et al. Basic principles of STT-MRAM cell operation in memory arrays // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2013. – Т. 46. – №. 7. – С. 074001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/7/074001>
5. Slonczewski J. C. et al. Current-driven excitation of magnetic multilayers // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1996. – Т. 159. – №. 1. – С. L1. Available at:
http://nsdl.library.cornell.edu/websites/wiki/index.php/PALE_ClassicArticles/archive

[s/classic_articles/issue2_giant_magnetoiresistance/mss14_JMM-1996.pdf](#)

6. Nembach H. T. et al. Perpendicular ferromagnetic resonance measurements of damping and Landé g -factor in sputtered $(\text{Co}_{2-x}\text{Mn}_x)\text{Ge}$ thin films // Physical Review B. – 2011. – Т. 84. – №. 5. – С. 054424. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.054424>
7. Kittel C. Ferromagnetic resonance. // J. Phys. Radium. – 1951. – №. 12, – С. 291-302. <https://doi.org/10.1051/jphysrad:01951001203029100>
8. Beleggia M. et al. Demagnetization factors for elliptic cylinders // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2005. – Т. 38. – №. 18. – С. 3333. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/38/18/001>
9. Maksymov I. S., Kostylev M. Broadband stripline ferromagnetic resonance spectroscopy of ferromagnetic films, multilayers and nanostructures // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. – 2015. – Т. 69. – С. 253-293. <https://doi.org/10.1016/j.physe.2014.12.027>
10. Bedair S. S., Wolff I. Fast, accurate and simple approximate analytic formulas for calculating the parameters of supported coplanar waveguides for (M) MIC's // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1992. – Т. 40. – №. 1. – С. 41-48. <https://doi.org/10.1109/22.108321>
11. McGregor I., Aghamoradi F., Elgaid K. An approximate analytical model for the quasi-static parameters of elevated CPW lines // IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 2010. – Т. 58. – №. 12. – С. 3809-3814. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2010.2086552>
12. Farrokhrooz M., Keivani H., Fazaelifard M. Computation of characteristic impedance of CPW, grounded CPW (GCPW) and microstrip lines in a wide frequency range using TLM approach. // Proceedings of the 5th WSEAS International Conference on Telecommunications and Informatics, Istanbul, Turkey, May 27-29, 2006, p. 226–231. Available at: <http://www.wseas.us/e-library/conferences/2006istanbul/papers/520-110.pdf>
13. Kalarickal S. S. et al. Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods // Journal of Applied Physics. – 2006. – Т. 99. – №. 9. – С. 093909. <https://doi.org/10.1063/1.2197087>
14. Aktas B., Mikailov F., ed. Advances in Nanoscale Magnetism: Proceedings of the International Conference on Nanoscale Magnetism ICNM-2007, Istanbul, Turkey,

Springer Science & Business Media, 2008, Т. 122, ISBN 978-3-540-69881-4.
Available at:

<https://libgen.lc/ads.php?md5=C0D5F12D4E3A00A3E631FD73FEC07CE2>

15. Heinrich B., Cochran J. F., Hasegawa R. ФМР linebroadening in metals due to two-magnon scattering // Journal of Applied Physics. – 1985. – Т. 57. – №. 8. – С. 3690-3692. <https://doi.org/10.1063/1.334991>
16. McMichael R. D., Twisselmann D. J., Kunz A. Localized ferromagnetic resonance in inhomogeneous thin films // Physical review letters. – 2003. – Т. 90. – №. 22. – С. 227601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.227601>
17. McMichael R. D. A mean-field model of extrinsic line broadening in ferromagnetic resonance // Journal of Applied Physics. – 2008. – Т. 103. – №. 7. – С. 07B114. <https://doi.org/10.1063/1.2837887>
18. Shaw J. M., Nembach H. T., Silva T. J. Roughness induced magnetic inhomogeneity in Co/Ni multilayers: Ferromagnetic resonance and switching properties in nanostructures // Journal of Applied Physics. – 2010. – Т. 108. – №. 9. – С. 093922. <https://doi.org/10.1063/1.3506688>
19. Барьяхтар В. Г. Феноменологическое описание релаксационных процессов в магнетиках // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1984. – Т. 87. – №. 4. – С. 1501-1508.
<http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/r/index/r/87/4/p1501?a=list>
20. Tserkovnyak Y., Hankiewicz E. M., Vignale G. Transverse spin diffusion in ferromagnets // Physical Review B. – 2009. – Т. 79. – №. 9. – С. 094415. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.094415>
21. Farle M., Silva T., Woltersdorf G. Spin dynamics in the time and frequency domain. // In: Magnetic Nanostructures. – Springer, Berlin, Heidelberg, 2013. – С. 37-83. Available at: <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-642-32042-2>

Для цитирования:

Михайлов А.П., Белановский А.Д., Дмитриев Н.Ю., Гильманов М.И., Семенов А.В., Самарин А.Н., Трофимов А.В., Хвальковский А.В. Применение эффекта ферромагнитного резонанса для квалификации STT-MRAM. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2020. №8. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.8.3>