

Теоретическое исследование магниторезистивного преобразователя магнитного поля с кольцевым чувствительным элементом

Д. В. Вагин^{1,2,a}, С. И. Касаткин²

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

²Институт проблем управления имени В. А. Трапезникова РАН. Россия, 117997, Москва, Профсоюзная ул., д. 65, В-342.

E-mail: ^avagin@physics.msu.ru

Статья поступила 22.07.2011, подписана в печать 07.10.2011

Приведены результаты теоретического исследования работоспособности преобразователей магнитного поля на основе тонкопленочного одно- и многослойного анизотропного магниторезистивного элемента кольцевой формы. Предложена модель, на основе которой проведен аналитический расчет распределения намагниченности в преобразователе. Получена система уравнений для определения отклонения вектора намагниченности. Рассчитаны чувствительность микроэлемента и угловая характеристика. Простота модели позволяет избежать больших затрат по времени на численный счет и ставить задачи оптимизации, что было бы затруднительно при использовании подхода, основанного на микромагнитном уравнении.

Ключевые слова: микромагнетизм, распределение намагниченности.

УДК: 537.621. PACS: 75.10-b, 75.10.Hk, 75.75.+a, 85.75.-d.

Введение

Одна из основных тенденций в развитии современной наноэлектроники — это переход к субмикронным размерам, и элементы должны быть работоспособны в этих условиях. Магниторезистивные (МР) элементы микронных размеров имеют форму полосок с заостренными концами для уменьшения размагничивающих магнитных полей. Эти поля приводят к увеличению гистерезиса, уменьшению устойчивости записанной информации, уменьшают полезный сигнал. С уменьшением размеров, при практически постоянной толщине магнитных пленок, влияние размагничивающих магнитных полей возрастает и становится ограничением на уменьшение размеров элементов.

Одним из кардинальных решений этой проблемы является переход к кольцевой форме МР-элемента с круговой магнитной анизотропией или отсутствующей анизотропией [1–6]. При такой топологии микроэлемента векторы намагниченности пленки будут направлены по окружности и размагничивающие магнитные поля полностью отсутствуют. Использование микроэлемента с циркулярным направлением вектора намагниченности предотвращает неповторяемость переключения, вызываемого дефектностью краев микроэлементов. Причина выбора формы кольца, а не диска объясняется тем, что для дискового запоминающего элемента циркулярная конфигурация вектора намагниченности может поддерживаться, только когда диаметр диска достаточно велик. С уменьшением диаметра диска обменная энергия в микроэlemente увеличивается и становится сравнимой с магнитостатической энергией, что приводит к искажению круговой намагниченности. В настоящее время ведутся активные исследования по применению МР-элементов кольцевой формы в качестве запоминающих элементов и биосенсоров.

Интерес представляют исследования как однослой-

ных, так и многослойных кольцевых микроэлементов, поскольку для реализации магнитной памяти с произвольной выборкой (МРАМ) необходимо использовать двухслойные наноструктуры, а в качестве датчиков — и однослойные. Кроме того, эксперименты предыдущих лет с микроэлементами на основе полосок с наноструктурами показали, что увеличение числа слоев должно привести к улучшению чувствительности микроэлемента за счет взаимодействия между магнитными частями таких наноструктур и уменьшения в 3–5 раз гистерезиса, обусловленного геометрией полей в таком микроэлементе.

1. Модель для однослойного кольцевого элемента

Рассмотрим магниторезистивный элемент кольцевой формы, который имеет сильную круговую намагниченность в горизонтальной плоскости. Для дальнейших расчетов будем использовать типичные для микротехники размеры: радиусы $R_2 = 10$ мкм, $R_1 = 3$ мкм, толщина $h = 200$ Å, с круговой намагниченностью $M_s = 800$ Гс [1, 2]. Постоянное внешнее магнитное поле $H_0 = 1$ Э прикладывается в плоскости вектора намагниченности.

Таким образом, возникает задача о нахождении намагниченности образца кольцевой формы в слабом внешнем магнитном поле. В силу малой толщины магнитной пленки по сравнению с планарными размерами микроэлемента можно выбрать физическую модель, в которой распределение намагниченности будет характеризоваться только углом отклонения вектора M_s в плоскости элемента от первоначального азимутального направления. Аналитическое решение на основе уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (трехмерная и двумерная задачи) в общем случае невозможно в силу его существенной нелинейности. Кроме того, даже численное моделирование в общем случае требует колоссальных вычислительных ресурсов и непригодно

для выполнения многократных вычислений при варьировании параметров задачи (например, при постановке задач оптимизации). Вследствие этих трудностей была выбрана одномерная модель, учитывающая тот факт, что в силу малости величины внешнего поля по сравнению с обменными силами можно считать, что намагниченность отклоняется вдоль радиуса одинаково на всей ширине образца. Такое приближение вполне применимо на данных масштабах для ферромагнитных пленок, когда обменное взаимодействие значительно превосходит эффективное размагничивающее поле.

Пусть на магнитную полосу толщиной h и шириной a действует магнитное поле H_0 . Полярный угол ϕ , угол отклонения намагниченности от первоначального азимутального направления α . Выделим физически бесконечно малый сектор микроэлемента и будем рассматривать его как плоскопараллельный двумерный слой шириной $R_2 - R_1 = a$. Полагаем, что слой состоит из одинаковых элементарных магнитных стрелок, поворачивающихся на одинаковый угол за счет сильного обменного взаимодействия. Выбор такой модели оправдан проведенными недавно экспериментами по измерению распределения намагниченности в микро- и нанообразцах кольцевой формы. Внешнее магнитное поле, действующее на малый сектор микроэлемента, можно считать однородным. Таким образом, естественной является постановка одномерной магнитостатической задачи.

В соответствии с общей теорией мы можем разделить магнитное поле на вихревое поле элементарных токов и потенциальное поле магнитных зарядов. Уравнение баланса моментов имеет вид

$$[\mathbf{M}, \mathbf{H}_n] + [\mathbf{M}, \mathbf{H}_0] = 0, \quad (1)$$

где \mathbf{H}_n — потенциальная составляющая, \mathbf{H}_0 — внешнее магнитное поле. Исходя из модели магнитных зарядов, потенциальную составляющую магнитного поля в такой системе можно определить следующим образом:

$$\mathbf{H}_n = \begin{cases} \frac{2\sigma h}{y} - \frac{2\sigma h}{a-y}, & y \geq \frac{h}{2}, \\ \pm 4\pi\sigma, & y \leq \frac{h}{2}, \end{cases} \quad (2)$$

где σ — плотность магнитных зарядов, определяемая нормальной составляющей вектора намагниченности $(\mathbf{M})_n = \sigma$, y — координата вдоль радиуса. Выбор кусочно-гладкой функции связан с тем, что величина магнитного поля в пленке не должна превышать $4\pi M_s$. Усредним момент сил, связанный с полем магнитных зарядов, вдоль ширины пленки a :

$$\langle [\mathbf{M}, \mathbf{H}_n] \rangle = \frac{1}{a} \int_0^a M_s H_n \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) dy' = \frac{4\sigma h}{a} \cos \alpha \cdot \ln\left(\frac{2\pi a}{h}\right). \quad (3)$$

Подставляя выражения (2) и (3) в (1), получим следующее уравнение для определения угла отклонения намагниченности от кругового направления α в зависимости от полярного угла:

$$\sin 2\alpha = \frac{H_0}{2M_s \left(1 + \ln\left(\frac{2\pi a}{h}\right)\right)} \frac{a}{h} \sin(\alpha - \phi). \quad (4)$$

Выражение (4) может быть преобразовано к алгебраическому уравнению четвертого порядка, общее решение которого можно выписать, используя известные формулы алгебры. В процессе анализа результатов численного решения (4) было установлено, что сформулированный подход в чистом виде применим для полей, не превышающих 13 Э. При дальнейшем увеличении внешнего поля происходит разбиение образца на «квазидомены»: образование областей, намагниченных полностью вдоль внешнего поля, и областей с иным направлением вектора намагниченности. Однако и в данном случае нам удалось модернизировать такой подход для анализа физической ситуации.

Зависимость угла отклонения α вектора намагниченности в однослойном кольцевом элементе от величины полярного угла представлена на рис. 1. Из графика видно, что зависимость не является синусоидальной и распределение намагниченности имеет одинаковый характер (по абсолютной величине угла отклонения) в первой и второй четвертях и иной — в третьей и четвертой.

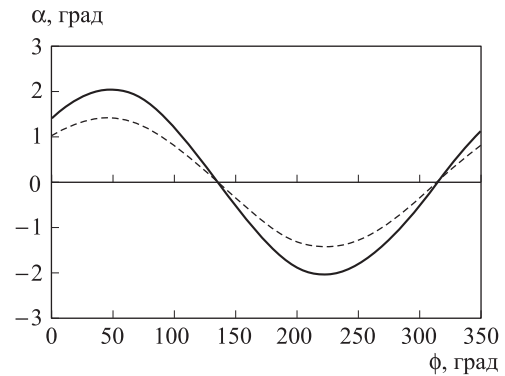


Рис. 1. Зависимость угла отклонения вектора намагниченности α от величины полярного угла ϕ . Пунктирная кривая для однослойного датчика, сплошная — для двухслойного. $R_2 = 3$ мкм, $R_1 = 10$ мкм, $h = 75$ нм, $H = 1$ Э

При рассматриваемых полях (единицы эрстед) углы отклонения малы. Поэтому естественным является использование приближения малых углов. В линейном приближении выражение (4) переходит в следующее:

$$\alpha = \frac{\frac{H_0}{2M_s \left(1 + \ln\left(\frac{2\pi a}{h}\right)\right)} \frac{a}{h} \cos \varphi}{1 - \frac{H_0}{2M_s \left(1 + \ln\left(\frac{2\pi a}{h}\right)\right)} \frac{a}{h} \sin \varphi}. \quad (5)$$

В приведенном рассмотрении не принимались во внимание возникающие вследствие анизотропии распределения вектора намагниченности объемные заряды. Детальный расчет по теории возмущений дает следующую оценку для поля объемных зарядов:

$$H_v \approx 0.1 M_s \frac{\sigma h}{a} \left(\frac{a}{R_2}\right)^2 \left(\frac{a + 2R_2}{a + R_2}\right)^2.$$

Это поле на порядок меньше поля магнитных зарядов и является поправочным в излагаемой теории. Анизотропное магнитосопротивление на участке кольцевого

элемента между полярными углами ϕ_1 и ϕ_2 можно рассчитать из интегрального обобщения известных формул анизотропного магниторезистивного (АМР) эффекта:

$$R_{\phi_1\phi_2} = R_0 \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \cos^2(\alpha(\phi)) d\phi \right),$$

где величина АМР эффекта $\Delta\rho/\rho = 0.015$ и определяется свойствами материала. Используя приближение малых углов (для малых внешних воздействий), можно раскрыть квадратуру в формуле

$$R_{\phi_1\phi_2} = R_0 \left\{ \left[\operatorname{arctg} \left(\frac{\sec \frac{\phi_2}{2} \left(A \cos \frac{\phi_2}{2} - \sin \frac{\phi_2}{2} \right)}{\sqrt{1-A^2}} \right) \right] / \sqrt{1-A^2} + \frac{A \cos \phi_2}{2(\sin \phi_2 - 1)} \right] \frac{\Delta\rho}{\rho} + \frac{3}{2}(\phi_2 - \phi_1) - \frac{\Delta\rho}{\rho} \left[\frac{A \cos \phi_1}{2(\sin \phi_1 - 1)} + \operatorname{arctg} \left(\frac{\sec \frac{\phi_1}{2} \left(A \cos \frac{\phi_1}{2} - \sin \frac{\phi_1}{2} \right)}{\sqrt{1-A^2}} \right) / \sqrt{1-A^2} \right] + 1 \right\}, \quad (6)$$

где величина A определена следующим образом: $A = H_0 \frac{a}{h} / (2M_s \ln \frac{2\pi a}{h})$. Точность этой формулы можно, учтя следующие члены ряда в разложении (4).

2. Модель и анализ работоспособности двухслойного кольцевого элемента

По аналогии с изложенной в предыдущем пункте теорией можно построить модель и для многослойного кольцевого элемента. Уравнение баланса моментов имеет вид, аналогичный выражению (1). Потенциальная составляющая магнитного поля в случае двух слоев имеет вид

$$\mathbf{H}_i = \begin{cases} \left(\frac{2\sigma_i h}{y} - \frac{2\sigma_i h}{y-a} \right) \pm \left(\frac{2\sigma_i h y}{y^2 + (b+h)^2} - \frac{2\sigma_i h (y-a)}{(y-a)^2 + (b+h)^2} \right), & y \geq \frac{h}{2\pi}, \\ \pm 4\pi\sigma_i, & y \leq \frac{h}{2\pi}, \end{cases} \quad (7)$$

где i, j — номера слоев, b — толщина немагнитной прослойки (зазора между слоями), знак «+» относится к случаю параллельных векторов намагниченностей обоих колец, знак «-» — антипараллельных. Окончательно система уравнений для баланса моментов действующих сил имеет вид

$$\begin{cases} \cos \alpha_1 (\sin \alpha_1 \pm \sin \alpha_2 \cdot B) = A \cos(\alpha_1 - \phi), \\ \cos \alpha_2 (\pm \sin \alpha_2 + \sin \alpha_1 \cdot B) = A \cos(\alpha_2 - \phi), \\ A = \frac{H_0}{2M_s} \ln \left(\frac{2\pi a}{h} \right) \frac{a}{h}, \\ B = \ln \left(\frac{a^2 + (b+h)^2}{(b+h)^2} \right) / \ln \left(\frac{2\pi a}{h} \right). \end{cases} \quad (8)$$

Самосогласованные уравнения (8) определяют распределение векторов намагниченности в двухслойном

кольцевом микроэлементе. В приближении малых углов эта система может быть линеаризована и приведена к виду

$$\begin{cases} \alpha_1 = \frac{A \cos \phi}{\Sigma}, \\ \Sigma = 1 - A \sin \phi + \frac{1 - A \sin \phi - B}{\pm 1 \mp B - A \sin \phi} B, \\ \alpha_2 = \frac{A \cos \phi}{\Lambda}, \\ \Lambda = \pm 1 - A \sin \phi + \frac{\pm 1 \mp B - A \sin \phi}{1 - A \sin \phi - B} B. \end{cases} \quad (9)$$

Линеаризация позволяет проводить расчеты аналитически. График зависимости угла отклонения намагниченности от полярного угла для систем (8) и (9) представлен на рис. 2. Видно, что линейное приближение дает хорошее совпадение с общим численным решением и может быть использовано для убыстрения расчетов в задачах оптимизации. Кроме того, из рис. 1 видно, что увеличение количества слоев позволяет добиться более сильного изменения намагниченности при тех же полях, по сравнению со случаем однослойного элемента. Это означает, что чувствительность многослойного элемента будет выше, что является важным для технических приложений (рис. 3).

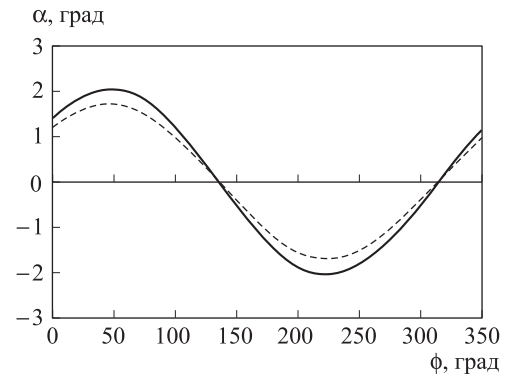


Рис. 2. Зависимость угла отклонения вектора намагниченности α от величины полярного угла ϕ . Пунктирная кривая для линеаризованной задачи, сплошная — для численного решения. $R_2 = 3$ мкм, $R_1 = 10$ мкм, $h = 75$ нм, $H = 1$ Э

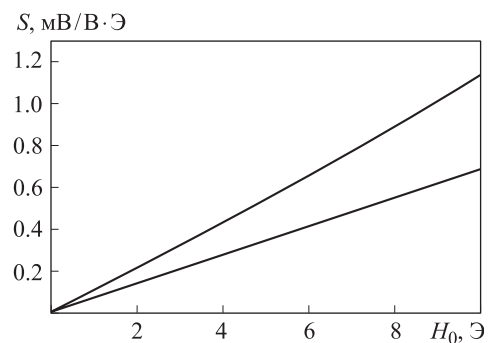


Рис. 3. Зависимость чувствительности датчика от величины внешнего магнитного поля. Нижняя кривая для однослойного датчика, верхняя — для двухслойного

Заключение

Таким образом, в настоящей работе предложена модель, не базирующаяся на уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта, на основе которой возможен аналитический расчет распределения векторов намагниченности в анизотропном тонкопленочном двухслойном МР-датчике магнитного поля кольцевой формы. Получена система уравнений для определения отклонения вектора намагниченности и приведены аналитические формулы для вычисления магнитосопротивления. На основе теоретической модели получены чувствительность и угловая характеристика элемента. Простота модели позволяет избежать больших затрат по времени на численный счет и естественным образом ставить задачи оптимизации, что было бы затруднительно при использовании подходов, основанных на решении микромагнитного уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта. Полученные результаты свидетельствуют о перспективности подобных датчиков магнитного поля. В связи с этим авторы считают целесообразным продолжить работы по рассмотрению работоспособности тонкопленочных многослойных анизотропных, спин-вентильных и спин-туннельных МР-датчиков кольцевой формы субмикронных размеров с планарным и вертикальным протеканием через них сенсорного тока.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (госконтракт № 01.426.11.0021).

Список литературы

1. Браун У.Ф. Микромагнетизм. М., 1979.
2. Reikher Yu.L., Stolbov O.V. // J. Phys.: Condens. Matter. 2008. **20**. P. 204126.
3. Reikher Yu.L., Stepanov V.I. // Phys. Rev. B. 1995. **52**, N 5. P. 3493.
4. Alvarez L. F., Pla O., Chubykalo O. // Phys. Rev. B. 2000. **61**. P. 11613.
5. Serpico C., Bertotti G., Mayergoyz I. // Phys. Rev. Lett. 2001. **86**. P. 724.
6. Li Z., Li C., Zhang S. // Phys. Rev. B. 2006. **74**. P. 054417.
7. Vagin D.V., Polyakov O.P. // J. Appl. Phys. 2009. **105**, N 3. P. 033914.
8. Vagin D.V., Polyakov O.P. // J. Magn. Magn. Mater. 2008. **320**. P. 3394.
9. Вагин Д.В., Поляков О.П. // Нанотехнологии. Разработка. Применение. 2009. **1**, № 1. С. 4.
10. Вагин Д.В., Поляков О.П. // Нелинейный мир. 2007. **5**, № 10–11. С. 369.
11. Лисовский Ф.В., Поляков О.П. // Письма в ЖЭТФ. 2001. **73**, № 9. С. 546.
12. Лисовский Ф.В., Поляков О.П. // Письма в ЖЭТФ. 1998. **68**, № 8. С. 643.
13. Вагин Д.В., Касаткин С.И., Поляков О.П. // Автоматика и телемеханика. 2008. **10**. С. 168.
14. Вагин Д.В., Касаткин С.И., Поляков П.А. // Микроэлектроника. 2007. **36**, № 2. С. 104.

Theoretical study of the magnetoresistive magnetic field transmitter with a ring sensing element

D. V. Vagin^{1,2,a}, S. I. Kasatkin¹

¹Department of General Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²Institute of Control Sciences, Russian Academy of Sciences, Provsouznaya str. 65, Moscow 117997, Russia. E-mail: ^avagin@physics.msu.ru.

Theoretical results are presented concerning the performance of thin-film magnetoresistive magnetic-field sensors with a single- and bilayered ring configuration. A mathematical model is proposed that allows analytical calculation of magnetization fields and is suitable for sensor optimization, requiring reasonable amounts of computing time. A system of equations is derived for the magnetization angle of rotation. On this basis, the response, sensitivity, and angular characteristics of particular sensors are optimized.

Keywords: nonlinear dynamics, micromagnetism, magnetic moments.

PACS: 75.10-b, 75.10.Hk, 75.75.+a, 85.75.-d.

Received 22 July 2011.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2012).

Сведения об авторах

1. Вагин Дмитрий Вениаминович — канд. физ.-мат. наук, ассистент; тел.: (495) 939-14-35, e-mail: vagin@physics.msu.ru.
2. Касаткин Сергей Иванович — докт. техн. наук, зав. лабораторией; тел.: (495) 334-75-79, e-mail: serkasat@ipu.rssi.ru.