

## Особенности магниторезистивного сопротивления длинной нанополоски FeNiCo

В. С. Шевцов,<sup>1,2,a</sup> О. П. Поляков,<sup>1,2</sup> В. В. Амеличев,<sup>3</sup> С. И. Касаткин,<sup>2</sup> П. А. Поляков<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт проблем управления имени В. А. Трапезникова» Российской академии наук. Россия, 117997, Москва, Профсоюзная, д. 65.

<sup>3</sup> Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Научно-производственный комплекс «Технологический центр». Россия, 124498, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, д. 1 стр. 7, комн. 7237.

Поступила в редакцию 18.06.2019, после доработки 23.06.2019, принята к публикации 25.06.2019.

Разработана теория, объясняющая экспериментальную зависимость изменения магнитосопротивления нанополоски FeNiCo от величины внешнего магнитного поля. Теория основана на предположении об одномерной неоднородности распределения намагниченности в нанополоске, что позволяет реализовать эффективный алгоритм решения микромагнитной равновесной задачи. Показано, что разработанная теория хорошо согласуется с расчетами в рамках специализированного пакета ООММФ, но существенно превосходит его по производительности для задач данного типа.

Ключевые слова: АМР-эффект, магнитная пленка, микромагнитное моделирование.

УДК: 537.62. PACS: 75.70.Ak., 75.78.Cd.

### ВВЕДЕНИЕ

Нанополоски FeNiCo широко используются в различных устройствах спинтроники в качестве магниторезистивных элементов [1–3]. Магниторезистивный эффект определяется видом элемента спинтроники (СТМР [4], СВМР [5], АМР [6], магнитные сенсоры [7, 8]), а его величина зависит от угла между векторами намагниченности фиксированного и свободного слоев [9]. Управление магниторезистивными элементами осуществляется внешним магнитным полем, под действием которого изменяется ориентация намагниченности свободного слоя и, следовательно, изменяется магнитосопротивление элемента [10].

Как правило, распределение намагниченности в свободной полоске является неоднородным, поэтому результирующее изменение сопротивления элемента будет определяться особенностями этой магнитной неоднородности. Согласно результатам численного моделирования, проведенного в работах [11, 12], эти магнитные неоднородности могут иметь сложную структуру, состоящую из магнитных доменов (магнитных вихрей), разделенных переходной областью — доменной границей [13]. Сами доменные границы могут быть разного вида (блоховского или неелевского) и могут содержать свои субструктуры (блоховские линии, блоховские точки) [14]. Механизм перемагничивания указанных полосок внешним магнитным полем определяется сложной коллективной динамикой приведенных выше магнитных структур, а также особенностью движения доменных границ [15], которая зависит от имеющихся в них субструктур [16].

Отметим, что работа магниторезистивных элементов спинтроники была бы практически невозможна и теоретически непредсказуема, если бы не удалось найти такие параметры и режимы работы, при которых магнитная неоднородность имеет относительно простую структуру. В частности, в настоящей работе показано, что магнитная микроструктура

длинной полоски FeNiCo может быть описана в рамках модели одномерной неоднородности. Это подтверждается хорошим совпадением теоретических расчетов и экспериментальных результатов по измерению магнитосопротивления полоски в широком диапазоне внешнего магнитного поля.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование изменения магнитосопротивления аморфной прямоугольной полоски состава FeNiCo<sub>20</sub> с одноосной анизотропией толщиной  $h = 25$  нм, шириной  $a = 10$  мкм и длиной  $l = 415$  мкм. ОЛН направлена вдоль длинного ребра, т. е. вдоль оси  $z$  (рис. 1). Эффективное поле анизотропии  $H_a = 15$  Э, величина вектора намагниченности насыщения  $M_s = 1050$  Гс.

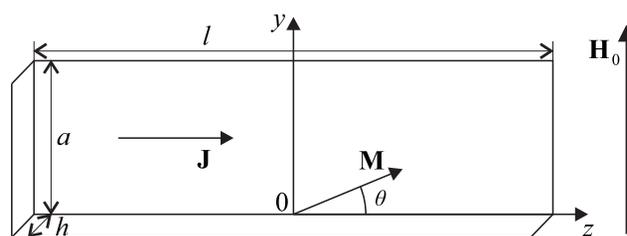


Рис. 1. Геометрические параметры полоски FeNiCo

Перпендикулярно ОЛН в плоскости полоски прикладывалось внешнее магнитное поле напряженностью  $\mathbf{H}_0$ , проекция которого на ось  $y$  изменялась от  $-200$  Э до  $+200$  Э и обратно. График зависимости сопротивления полоски от проекции внешнего магнитного поля на ось  $y$  представлен на рис. 2. В эксперименте было обнаружено, что при квазистатическом перемагничивании полоски изменения магнитосопротивления при прямом и обратном изменениях напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  очень близки, что говорит об отсутствии коэрцитивности. Следовательно, в данном образце практически отсутствуют сложная доменная и субдоменная магнитные

<sup>a</sup> E-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

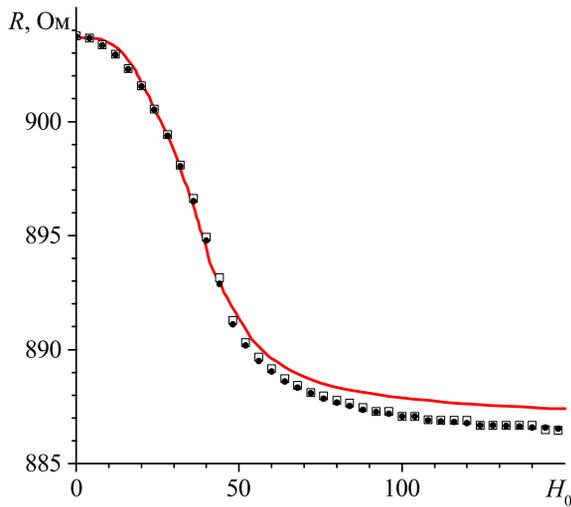


Рис. 2. Сравнение эксперимента и расчета на основе модели одномерной неоднородности. Сплошной линией отмечены экспериментальные результаты, символы  $\square$  соответствуют расчету для ячеек шириной 100 нм,  $\bullet$  — для ячеек шириной 25 нм

микроструктуры. Для подтверждения этого экспериментального вывода была разработана одномерная теория неоднородности распределения вектора намагниченности  $\mathbf{M}$ , которая, в свою очередь, обусловлена влиянием неоднородного размагничивающего поля  $\mathbf{H}_m$ .

## 2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ

Основываясь на полученных экспериментальных данных, будем полагать, что основными факторами, влияющими на распределение вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  в исследуемом образце, являются эффективное поле одноосной анизотропии  $H_a$ , магнито-статическое поле размагничивания  $\mathbf{H}_m$  и внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}_0$ . Результирующее распределение вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  можно получить, решив вариационную задачу нахождения минимума полной магнитной энергии ферромагнетика [17]:

$$W = \int_V (w_a + w_m + w_H) dV \rightarrow \min. \quad (1)$$

Здесь  $w_a$  — плотность энергии магнитной анизотропии [18]

$$w_a = K (1 - (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})^2), \quad (2)$$

где  $K$  — константа одноосной анизотропии,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор, направленный вдоль координатной оси  $z$ ,  $\mathbf{m}$  — единичный вектор в направлении  $\mathbf{M}$ .

Величина  $w_m$  — плотность магнито-статической энергии, определяемая выражением

$$w_m = -\frac{1}{2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_m), \quad (3)$$

где  $\mathbf{H}_m$  — магнитное поле, создаваемое внутренними и поверхностными магнитными «зарядами» и называемое магнито-статическим или размагничивающим

полем. Размагничивающее поле  $\mathbf{H}_m$  определяется уравнениями магнито-статистики

$$\text{rot } \mathbf{H}_m = 0, \text{div } (\mathbf{H}_m + 4\pi\mathbf{M}) = 0. \quad (4)$$

Решение уравнений магнито-статистики можно представить в виде

$$\mathbf{H}_m = \nabla \cdot \int_V \frac{\nabla \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' - \nabla \cdot \int_S \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS', \quad (5)$$

где  $V$  — объем,  $S$  — поверхность магнетика.

Последнее в (1) представляет собой плотность зеемановской энергии

$$w_H = -(\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_0). \quad (6)$$

Принимая во внимание геометрические размеры полоски, а именно тот факт, что длина полоски почти в 40 раз больше ширины, можно пренебречь неоднородностью распределения намагниченности на концах полоски и считать неоднородность одномерной, зависящей только от координаты  $y$ .

Для численного решения вариационной задачи (1) с учетом (2)–(6) разобьем область интегрирования на  $N$  узких полосок, в пределах которых распределение вектора намагниченности  $\mathbf{M}_i$  можно считать однородным (рис. 3). Тогда континуальное уравнение (1) можно заменить дискретным (сеточным) уравнением для  $N$  переменных проекций вектора намагниченности  $M_{iy} = |\mathbf{M}| \sin \theta_i$ . Магнитное поле, создаваемое однородно намагниченными прямоугольными полосками, определяется аналитическими выражениями [19, 20]. С учетом этого решение вариационной задачи (1) сводится к решению системы  $N$  уравнений Лагранжа, которая в данном случае сводится к системе линейных уравнений относительно  $\sin \theta_i$ :

$$-\sum_{j=1}^N H_{ij} + H_a \sin \theta_i = H_0, \quad (7)$$

где

$$H_{ij} = 4 \left\{ \left[ (j-i) \cdot \arctg \left( \frac{h}{2\Delta y(j-i)} \right) - (j-i+1) \cdot \arctg \left( \frac{h}{2\Delta y(j-i+1)} \right) \right] + \right.$$

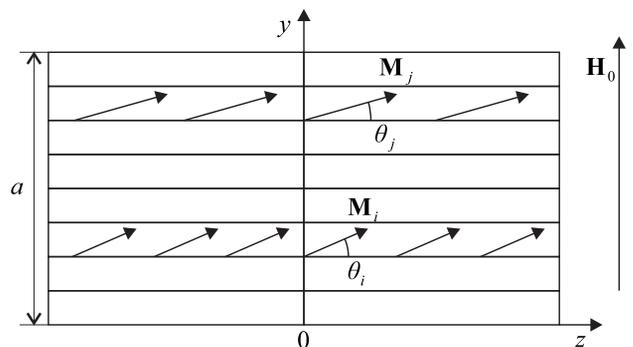


Рис. 3. Визуализация разбиения полоски на горизонтальные ячейки

$$\begin{aligned}
& + \left[ (j-i) \cdot \operatorname{arctg} \left( \frac{h}{2\Delta y(j-i)} \right) - \right. \\
& \left. - (j-i-1) \cdot \operatorname{arctg} \left( \frac{h}{2\Delta y(j-i-1)} \right) \right] + \\
& + \frac{h}{4\Delta y} \cdot \ln \left( \frac{\left( \frac{h}{2\Delta y} \right)^2 + (j-i)^2}{\left( \frac{h}{2\Delta y} \right)^2 + (j-i+1)^2} \right) + \\
& + \frac{h}{4\Delta y} \cdot \ln \left( \frac{\left( \frac{h}{2\Delta y} \right)^2 + (j-i)^2}{\left( \frac{h}{2\Delta y} \right)^2 + (j-i-1)^2} \right) \left. \right\} \cdot \sin \theta_j,
\end{aligned}$$

$\Delta y$  — ширина полосок разбиения (шаг сетки).

Получив решение системы уравнений (7), можно вычислить изменение сопротивления в каждой полоске, вызванное внешним магнитным полем  $\mathbf{H}_0$ , которое приложено перпендикулярно ОЛН (рис. 1, 3), в соответствии с формулой для АМР эффекта [9]:

$$R_i = R_{i\perp} \left( 1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \cos^2 \theta_i \right),$$

где  $R_{i\perp}$  — сопротивление полоски при перпендикулярной ориентации вектора намагниченности по отношению ОЛН (вдоль оси  $y$ ),  $\Delta\rho/\rho$  — коэффициент магниторезистивного эффекта. Для исследуемого в нашем случае материала  $\Delta\rho/\rho = 0.02$ . Зная сопротивление каждой полоски, несложно вычислить результирующие сопротивление  $R$  исходной полоски по формуле

$$R = R_{\perp} \left( 1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \cdot \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \cos^2 \theta_i \right), \quad (8)$$

где  $R_{\perp} = R_{i\perp}/N$ .

### 3. СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТА

Вычисленные в соответствии с изложенной теорией зависимости сопротивления  $R$  полоски от величины внешнего магнитного поля  $H_0$  для ячеек шириной 100 нм и 25 нм представлены на рис. 2. Эти кривые практически совпадают, что свидетельствует о хорошем условии однородности распределения намагниченности в таких ячейках.

Из сравнения теоретической и экспериментальной кривых следует хорошее совпадение развитой теории и эксперимента. Небольшое расхождение, не превышающее 6%, наблюдается при больших полях. Теоретическая кривая идет немного ниже экспериментальной, то есть в реальном эксперименте при больших магнитных полях полоска перемагничивается немного труднее. Возможно, это обусловлено неидеально плоской формой боковой поверхности полоски или влиянием обменного взаимодействия вблизи поверхности.

Влиянием неоднородного обменного взаимодействия можно пренебречь, если эффективная длина неоднородности распределения намагниченности в полоске много больше обменной длины  $l_{\text{ex}} = \sqrt{A/K}$ , где  $A$  — константа обменного

взаимодействия, то есть

$$\frac{|\mathbf{M}(\mathbf{r} + \Delta\mathbf{r}) - \mathbf{M}(\mathbf{r})|}{\left| \frac{\partial\mathbf{M}}{\partial\mathbf{r}} \right|} \gg l_{\text{ex}}. \quad (9)$$

Таким образом, влияние обменного взаимодействия будет несущественным, когда суммарный объем областей, где нарушается условие (9) (области доменных границ), будет много меньше объема областей, где это условие выполняется.

### 4. СРАВНЕНИЕ С МОДЕЛЬЮ ДВУМЕРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

Для расчета влияния двумерной неоднородности распределения вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  в исследуемом образце и неоднородного обменного взаимодействия воспользуемся популярным математическим пакетом для решения микромагнитных задач ООММФ [21]. В этом пакете использован другой метод численного моделирования результирующей магнитной микроструктуры, а именно метод динамического установления [18, 22]. Данный метод основан на решении динамического микромагнитного уравнения Ландау—Лифшица—Гильберта [17]

$$\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}] + \frac{\alpha}{M} \left[ \mathbf{M} \times \frac{\partial\mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (10)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\alpha$  — параметр затухания,  $\mathbf{M}$  — вектор намагниченности,  $\mathbf{H}_{\text{ef}}$  — эффективное магнитное поле, равное вариационной производной от функционала полной магнитной энергии (1), в котором учитывается и неоднородное обменное взаимодействие  $w_e$ :

$$\mathbf{H}_{\text{ef}} = -\frac{\delta W}{\delta\mathbf{M}} = -\frac{\partial w}{\partial\mathbf{M}} + \sum_{p=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_p} \frac{\partial w}{\partial(\partial\mathbf{M}/\partial x_p)}.$$

Здесь  $w = w_e + w_a + w_m + w_H$ . В случае кубической симметрии плотность неоднородной обменной энергии равна [18]:

$$w_e = \frac{A}{M^2} \left[ \left( \frac{\partial\mathbf{M}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial\mathbf{M}}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial\mathbf{M}}{\partial z} \right)^2 \right].$$

Ферромагнитный образец разбивается на ячейки в форме прямоугольных параллелепипедов таких размеров, чтобы в пределах этих ячеек намагниченность  $\mathbf{M}$  была практически однородной. Далее магнитный момент этой ячейки  $\mathbf{p}_{mi} = \mathbf{M}_i \cdot \Delta V$ , где  $\Delta V$  — объем ячейки, заменяется на эквивалентный точечный диполь, помещенный в центр ячейки. Континуальные уравнения Ландау—Лифшица—Гильберта (10) заменяются на систему дискретных сеточных уравнений для векторов  $\mathbf{p}_{mi}$

$$\frac{\partial\mathbf{p}_{mi}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{p}_{mi} \times \mathbf{H}_{\text{ef}i}] + \frac{\alpha}{p_{mi}} \left[ \mathbf{p}_{mi} \times \frac{\partial\mathbf{p}_{mi}}{\partial t} \right]. \quad (11)$$

Эта система решается численно при задании начальных и граничных условий. За счет диссипативного члена система с течением времени релаксирует

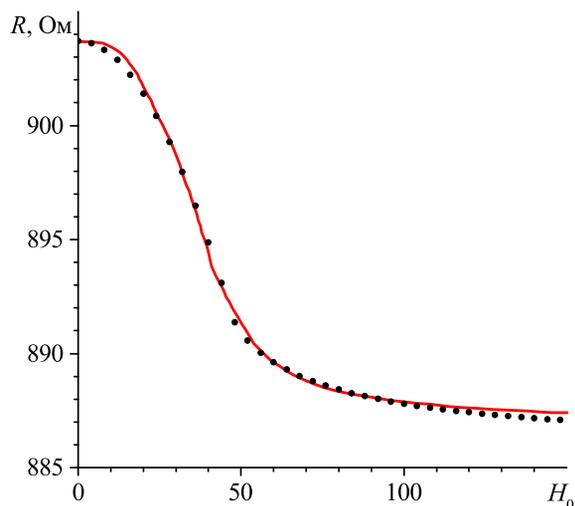


Рис. 4. Сравнение эксперимента и результатов моделирования в пакете ООММФ. Сплошной линией отмечены экспериментальные результаты, символы  $\bullet$  соответствуют расчету для ячеек размером  $200 \times 200 \times 25$  нм

к некоторому стационарному распределению, которое и является результирующим численным решением.

С помощью пакета ООММФ было произведено численное решение системы уравнений (11) для значений внешнего магнитного поля  $H_0$  в диапазоне от 0 Э до 200 Э и выполнен расчет магниторезистивного сопротивления в соответствии с формулой (8). Размер ячейки разбиения составлял  $200 \times 200 \times 25$  нм. Результаты расчета и сравнение с экспериментом представлены на рис. 4. Видно хорошее совпадение полученных результатов.

Следует отметить, что расчет с такой сеткой на персональном компьютере потребовал более суток. Решение подобной задачи с более мелкой сеткой или в случае полосок большего размера с помощью пакета ООММФ становится проблематичным, так как требует слишком много времени.

Можно заметить, что расхождение теоретических и экспериментальных результатов при больших полях стало меньше по сравнению с аналогичными расчетами на основе развитой в настоящей работе теории (рис. 2, 4). Это подтверждает наши предположения о влиянии обменного взаимодействия на перемагничивание полоски в узком граничном слое. Тем не менее и с учетом обменного взаимодействия численное моделирование приводит к более легкому перемагничиванию при больших полях по сравнению с экспериментальными результатами (рис. 4). При малых полях экспериментальные результаты и численное моделирование с помощью пакета ООММФ дает большее расхождение по сравнению с результатами, полученными при помощи развитой в настоящей работе моделью одномерной неоднородности (рис. 2). Возможно, это обусловлено недостаточно мелким шагом сетки, который сложно уменьшить из-за ограниченных вычислительных ресурсов.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная в настоящей работе модель одномерной неоднородности позволила существенным образом упростить задачу о нахождении распределения

вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  в исследуемой нанополоске FeNiCo. Данная модель позволяет свести в общем случае сложное континуальное уравнение (1) к системе линейных алгебраических уравнений относительно  $\sin \theta_i$ , которую, в свою очередь, можно решить эффективными математическими методами.

Рассчитанные на основе представленной модели зависимости изменения магнитосопротивления от величины внешнего магнитного поля продемонстрировали хорошее совпадение с экспериментом. Также было получено хорошее согласование кривых для двух разных размеров ячеек (100 нм и 25 нм), что говорит о высокой степени однородности распределения намагниченности в пределах ячейки. Данный результат подтверждает основанный на эксперименте вывод о том, что в рассматриваемом случае равновесные конфигурации распределения намагниченности в пленке практически не имеют сложной доменной структуры.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang C., Su W., Hu Z. et al. // *IEEE Trans. Magn.* 2018. **54**, N 11. P. 1.
2. Kateb M., Jacobsen E., Ingvansson S. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. **52**, N 7. 075002.
3. Патрин К. Г., Яриков С. А., Патрин Г. С. и др. // ЖЭТФ. 2017. **151**, № 5. С. 916. (Patrin K. G., Yarikov S. A., Patrin G. S. et al. // *J. Exp. Theor. Phys.* 2017. **124**, N 5. P. 779.)
4. Ферт А. // УФН. 2008. **178**, № 12. С. 1336. (Fert A. // *Phys. Usp.* 2008. **51**, N 12. P. 1336.)
5. Slonczewski J. C. // *Phys. Rev. B.* 1989. **39**, N 10. P. 6995.
6. McGuire T., Potter R. // *IEEE Trans. Magn.* 1975. **11**, N 4. P. 1018.
7. Heim D. E., Fontana R. E., Tsang C. et al. // *IEEE Trans. Magn.* 1994. **30**, N 2. P. 316.
8. Irons H., Schwee L. // *IEEE Trans. Magn.* 1972. **8**, N 1. P. 61.
9. Tang D., Lee Y. *Magnetoresistance effects. Magnetic Memory: Fundamentals and Technology.* Cambridge University Press, 2010.
10. Касаткин С. И., Васильева Н. П., Муравьев А. М. Спинтронные магниторезистивные элементы и приборы на их основе. М., 2005.
11. Дубовик М. Н., Филиппов Б. Н. // ФММ. 2017. **118**, № 11. С. 1083. (Dubovik M. N., Filippov B. N. // *Phys. Metals Metallogr.* 2017. **118**, N 11. P. 1031.)
12. Urbaniak M., Stobiecki F., Szymanski B. // *J. Appl. Phys.* 2007. **101**. 013905.
13. Middelhoek S. // *J. Appl. Phys.* 1963. **34**. P. 1054.
14. Дубовик М. Н., Зверев В. В., Филиппов Б. Н. // ФММ. 2014. **115**, № 11. С. 1226. (Dubovik M. N., Zverev V. V., Filippov B. N. // *Phys. Metals Metallogr.* 2014. **115**, N 11. P. 1160.)
15. Поляков П. А. // Письма в ЖЭТФ. 1994. **60**, № 5. С. 336. (Polyakov P. A. // *JETP Lett.* 1994. **60**, N 5. P. 343.)
16. Дубовик М. Н., Зверев В. В., Филиппов Б. Н. // ЖЭТФ. 2016. **150**, № 1. С. 122. (Dubovik M. N., Zverev V. V., Filippov B. N. // *J. Exp. Theor. Phys.* 2016. **123**, N 1. P. 108.)
17. Heinrich B., Cochran J. F. // *Adv. Phys.* 1993. **42**, N 5. P. 523.
18. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Электродинамика сплошных сред.* Т. 8. М., 1982.
19. Engel-Herbert R., Hesjedal T. // *J. Appl. Phys.* 2005. **97**. 074504.

20. Вагин Д. В., Герасименко Т. Н., Поляков П. А. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2008. № 6. С. 53. (Vagin D. V., Gerasimenko T. N., Polyakov P. A. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2008. **63**, N 6. P. 422.)
21. [math.nist.gov/oommf](http://math.nist.gov/oommf)
22. Антонов Л. И., Осипов С. Г., Хапаев М. М. // *ФММ.* 1983. **55**, № 5. С. 917.

### Magnetoresistive Features of a Long FeNiCo Nanostrip

V. S. Shevtsov<sup>1,2,a</sup>, O. P. Polyakov<sup>1,2</sup>, V. V. Amelichev<sup>3</sup>, S. I. Kasatkin<sup>2</sup>, P. A. Polyakov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Department of General Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.*

<sup>2</sup>*Trapeznikov Institute of Control Sciences, Russian Academy of Sciences. Moscow 117997, Russia.*

<sup>3</sup>*Research and Production Complex «Tekhnologicheskij centr». Zelenograd, Moscow oblast 124498, Russia.*

*E-mail: <sup>a</sup>[vs.shevtcov@physics.msu.ru](mailto:vs.shevtcov@physics.msu.ru).*

A theory has been developed to interpret the experimental dependence of the magnetoresistance of a FeNiCo nanostrip on the external magnetic field. It assumes the one-dimensional nonuniformity of the magnetization distribution in a nanostrip, which makes it possible to apply an effective algorithm to solve the micromagnetic equilibrium problem. The theory is shown to coincide with data calculated using the OOMMF package, but exceeds it in terms of performance for such a problem type.

*Keywords:* AMR effect, magnetic film, micromagnetic simulation.

*PACS:* 75.70.Ak., 75.78.Cd.

*Received 18 June 2019.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2019. **74**, No. 5. Pp. 459–463.

#### Сведения об авторах

1. Шевцов Владислав Сергеевич — аспирант; тел.: (499) 907-29-59, e-mail: [vs.shevtcov@physics.msu.ru](mailto:vs.shevtcov@physics.msu.ru).
2. Поляков Олег Петрович — канд. физ.-мат. наук, ст. преподаватель; тел.: (499) 907-29-59, e-mail: [physster@gmail.com](mailto:physster@gmail.com).
3. Амеличев Владимир Викторович — канд. техн. наук, гл. конструктор; тел.: (499) 720-87-79, e-mail: [avv@tcen.ru](mailto:avv@tcen.ru).
4. Касаткин Сергей Иванович — доктор техн. наук, гл. науч. сотрудник; тел.: (495) 334-75-79, e-mail: [serkasat@ipu.ru](mailto:serkasat@ipu.ru).
5. Поляков Петр Александрович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (499) 907-29-59, e-mail: [polyakovpa@mail.ru](mailto:polyakovpa@mail.ru).