УДК 53.08

М. Д. Верещагин, А. В. Кузырятский

МЕТОД ОЦЕНКИ ШИРИНЫ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ ПО СИГНАЛУ, ГЕНЕРИРУЕМОМУ ДОМЕННОЙ СТЕНКОЙ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ИЗМЕРИТЕЛЬНУЮ КАТУШКУ

Выведена формула для ЭДС индукции Фарадея от движущейся в микропроводе доменной стенки. Производная по времени магнитного потока в измерительной катушке выражается через пятикратный интеграл по объему стенки и поверхности сечения катушки. Полученное выражение сравнивается с полученными ранее при упрощенном описании объектов измерения.

The formula for the emf Faraday induction from a domain wall moving in a microwire is derived. The time derivative of the magnetic flux in the measuring coil is expressed through a five-fold integral over the wall volume and over the coil section surface. The resulting expression is compared with those obtained previously with a simplified description of the measurement objects.

Ключевые слова: доменная стенка, измерительная катушка, ЭДС индукции.

Keywords: domain wall, measurement coil, Faraday EMF.

Введение

В последнее время ферромагнитные аморфные микронити привлекают повышенное внимание ученых. Это связано с целым набором их замечательных свойств, таких как бистабильность, гигантское магнитосопротивление, магнитомягкость и др. [1—3]. Микронити на основе железа обладают способностью перемагничиваться под действием внешнего магнитного поля за счет движения доменной стенки (ДС) [2; 3]. Причем скорость движения ДС оказывается очень велика (достигает нескольких км/ч) [2; 3]. Это позволяет использовать магнитные нити для запоминающих и логических устройств, сенсоров различных физических величин (температуры, поля, напряжений) и т. п. [4—6]. Наибольшую популярность приобрели микронити цилиндрической формы, так как благодаря их симметричной форме в них легко контролировать скорость распространения ДС. Для таких нитей скорость имеет прямо пропорциональную зависимость от величины приложенного поля (если поле направлено вдоль нити) [2; 3].

Однако в силу достаточно больших размеров нити (диаметр нити составляет порядка нескольких микронов) [7—12] микромагнитное моделирование является затруднительным. В свою очередь, аморфность материалов, из которых сделаны нити, не позволяет применить резонансные экспериментальные техники для установления микромагнитной структуры внутри нити [13—15]. Оценки микромагнитной структуры позволяют сделать лишь интегральные магнитные методы [16; 17]. Поэтому методы, позволяющие на основе полученных экспериментальных данных оценить геометрические параметры ДС, приобретают важное значение.

В статье [18] был предложен метод оценки ширины доменной стенки, основанный на эффекте Фарадея. В настоящей статье мы рассматриваем ту же экспериментальную методику, существенно уточняя аналитические формулы, используемые для оценки ширины ДС. Также мы укажем случаи, в которых можно пользоваться упрощенными формулами, предложенными в [18].

Микромагнитная структура металлической жилы состоит из двух доменов: внешнего и внутреннего [3]. В зависимости от знака коэффициента магнитострикции λ_s внешней домен имеет радиальную структуру (при $\lambda_s > 0$) или круговую (при $\lambda_s < 0$). Внутренний же домен имеет аксиальную структуру. Его размеры существенно больше размеров внешнего домена (до 99 %) [3]. Поэтому при произведении оценок будем считать, что радиус внутреннего домена совпадает с радиусом магнитной жилы R.

Модель

В электродинамике принято рассчитывать магнитное поле либо через векторный либо через скалярный потенциал. Мы будем использовать второй подход. Итак, введем скалярный потенциал

$$\vec{H} = -\vec{\nabla}\psi, \tag{1}$$

где $\vec{H}$ — напряженность магнитного поля; $\vec{\nabla}$ — оператор набла; ψ — скалярный потенциал.

Тогда из уравнений Максвелла он выразится следующим образом:

$$\psi = \int_{V'} \frac{\vec{\nabla}'\vec{M}}{\left|\vec{r} - \vec{r}'\right|} dV' + \frac{1}{4\pi}\int_{S'} \frac{M_{n-} - M_{n+}}{\left|\vec{r} - \vec{r}'\right|} dS', \tag{2}$$

где V' — любой объем, содержащий магнитное вещество с намагниченностью $\vec{M}$; $M_{n\mp}$ — нормальные компоненты вектора намагниченности, помеченные снаружи (+), а внутри (–), на поверхности магнитного поля S'.

Таким образом, напряженность магнитного поля $\vec{H}$, создаваемого намагниченным веществом, имеет две составляющие: поверхностную и объемную. В теории микромагнитизма поверхностную часть называют полем рассеяния. В рамках рассматриваемой задачи поле рассеяния существенно слабее объемной составляющей поля, поэтому мы не будем его рассматривать. Исследованию полей рассеяния будет посвящена отдельная работа.

Напряженность магнитного поля можно рассчитать следующим образом:

$$\vec{H} \quad = -\vec{\nabla}\psi = -\vec{\nabla}\int\limits_{V'} \frac{\vec{\nabla}'\vec{M}}{\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|}dV' = -\int\limits_{V'} \vec{\nabla}'\left(\vec{M}\right)\vec{\nabla}\frac{1}{\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|}dV' =$$
$$= 2\int\limits_{V'} \vec{\nabla}'\left(\vec{M}\right)\frac{\left(\vec{r}-\vec{r}'\right)}{\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|^3}dV'. \quad (3)$$

Здесь и далее $\vec{r}'$ описывают положения точек внутри нити, а $\vec{r}$ — положение точки снаружи нити, в которой рассчитывается поле. Символы $\vec{\nabla}'$ и $\vec{\nabla}$ обозначают операторы набла координатам нити и по координатам пространства соответственно.

Магнитная индукция тогда находится следующим образом:

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} = 4\pi\vec{M} + 2\int\limits_{V'} \vec{\nabla}'\left(\vec{M}\right)\frac{\left(\vec{r}-\vec{r}'\right)}{\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|^3}dV'. \quad (4)$$

Так как катушка перпендикулярна оси нити, магнитный поток через катушку зависит только от проекции магнитной индукции на ось нити

$$\Phi = \oint\limits_S \vec{B}\cdot d\vec{S} = \oint\limits_S B_z \cdot dS. \quad (5)$$

Учтем специфику распределения намагниченности внутри нити, а именно тот факт, что вне ДС намагниченность однородна, поэтому $\vec{\nabla}'\vec{M}$ равен нулю. Таким образом, будем считать интеграл по объему ДС.

В силу симметрии задачи перепишем выражение в цилиндрических координатах ρ', φ', z', полагая, что ДС имеет радиус R, ширину h, расположена в точке z_{DW} и ограничена функциями $f\left(\rho',\varphi'\right)$ и $g\left(\rho',\varphi'\right)$ слева и справа соответственно:

$$B_z = 4\pi M_z + H_z = 4\pi M_z + 2\int\limits_{V'} \vec{\nabla}'\left(\vec{M}\right)\frac{\left(z-z'\right)}{\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|^3}dV' =$$

$$= 4\pi M_z + 2\int\limits_{V'_{DW}} \vec{\nabla}'\left(\vec{M}\right)\frac{\left(z-z'\right)}{\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|^3}dV' =$$

$$= 4\pi M_z + 2\int\limits_{V'_{DW}} \vec{\nabla}'\left(\vec{M}\right)\frac{\left(z-z'\right)}{\left|\vec{r}-\vec{r}'\right|^3}dV' =$$

$$
= 4\pi M_z + 2M \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_{z_{DW}+f(\rho',\varphi')}^{z_{DW}+g(\rho',\varphi')} \sigma\left(\rho',\varphi',z'-z_{DW}\right) \times
\times \frac{\rho'\left(z-z'\right)}{\left[\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos\left(\varphi-\varphi'\right)+\left(z-z'\right)^2\right]^{3/2}} d\rho' d\varphi' dz', \qquad (6)
$$

где $\vec{\nabla}\vec{M}' = M\sigma\left(\rho',\varphi',z'-z_{DW}\right)$. Соответственно, М — модуль намагниченности.

Геометрия задачи представлена на рисунке 1.

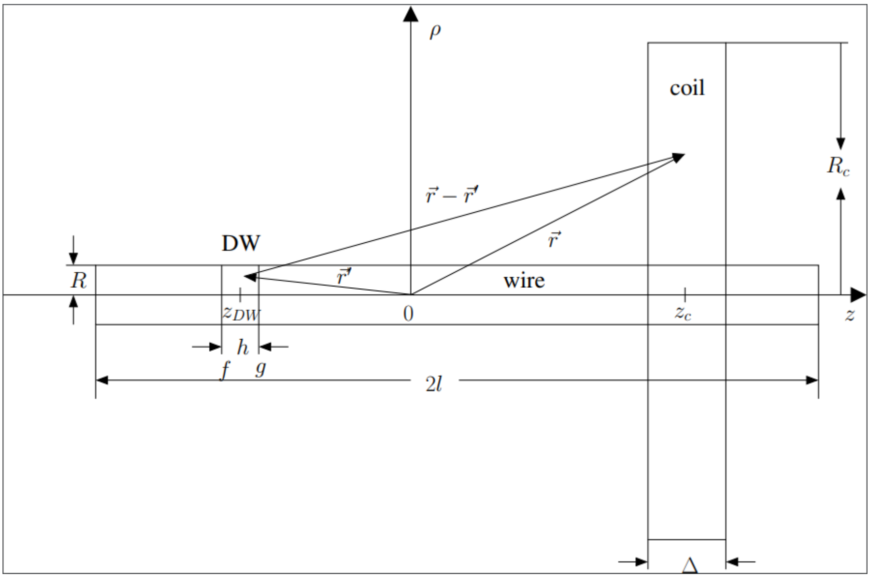

Рис. 1. Геометрия задачи

Теперь положим, что ДС распространяется, в то время как ее «форма» не меняется. Это означает, что $z_{DW} = s(t)$, где $s(t)$ — закон движения стенки, а f и g остаются неизменными. (В частности, если ДС движется с постоянной скоростью v со стартового положения z_0, тогда $s(t) = z_0 + vt$.) В этом случае выражение (4) принимает следующую форму:

$$
B_z = 4\pi M_z + 2M \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_{s(t)+f(\rho',\varphi')}^{s(t)+g(\rho',\varphi')} \sigma\left(\rho',\varphi',z'-s(t)\right) \times
\times \frac{\rho'\left(z-z'\right)}{\left[\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos\left(\varphi-\varphi'\right)+\left(z-z'\right)^2\right]^{3/2}} d\rho' d\varphi' dz'. \qquad (7)
$$

Далее найдем производную по времени от проекции магнитной индукции на ось нити:

$$\frac{\partial B_z}{\partial t}=4\pi\frac{\partial M_z}{\partial t}+2M\dot{s}\int_0^R d\rho'\int_0^{2\pi}d\varphi'[\int_{s(t)+f(\rho',\varphi')}^{s(t)+g(\rho',\varphi')}\frac{\partial\sigma\left(\rho',\varphi',z'-s(t)\right)}{\partial\left(z'-s(t)\right)}\times$$

$$\times\frac{\rho'\left(z-z'\right)}{\left[\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos\left(\varphi-\varphi'\right)+\left(z-z'\right)^2\right]^{3/2}}d\rho'd\varphi'dz'+$$

$$+\frac{\sigma\left(\rho',\varphi',g\left(\rho',\varphi'\right)\right)\rho'\left(z-s(t)-g\left(\rho',\varphi'\right)\right)}{\left[\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos\left(\varphi-\varphi'\right)+\left(z-s(t)-g\left(\rho',\varphi'\right)\right)^2\right]^{3/2}}-$$

$$-\frac{\sigma\left(\rho',\varphi',f\left(\rho',\varphi'\right)\right)\rho'\left(z-s(t)+f\left(\rho',\varphi'\right)\right)}{\left[\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos\left(\varphi-\varphi'\right)+\left(z-s(t)+f\left(\rho',\varphi'\right)\right)^2\right]^{3/2}}]. \tag{8}$$

На следующем шаге возьмем внутренний интеграл частям, выбирая выражение под интегралом без производной по σ по времени u:

$$\frac{\partial B_z}{\partial t}=4\pi\frac{\partial M_z}{\partial t}+2M\dot{s}\int_0^R d\rho'\int_0^{2\pi}d\varphi'\int_{s(t)+f(\rho',\varphi')}^{s(t)+g(\rho',\varphi')}\sigma\left(\rho',\varphi',z'-s(t)\right)\times$$

$$\times\frac{\rho'[2\left(z-z'\right)^2-\rho^2-\rho'^2+2\rho\rho'\cos\left(\varphi-\varphi'\right)]}{\left[\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos\left(\varphi-\varphi'\right)+\left(z-z'\right)^2\right]^{5/2}}dz'. \tag{9}$$

Для удобства введем новую переменную $z''=z'-s(t)$, тогда

$$\frac{\partial B_z}{\partial t}=4\pi\frac{\partial M_z}{\partial t}+2M\dot{s}\int_0^R d\rho'\int_0^{2\pi}d\varphi'\int_{f(\rho',\varphi')}^{g(\rho',\varphi')}\sigma\left(\rho',\varphi',z''\right)\times$$

$$\times\frac{\rho'[2\left(z-z''-s(t)\right)^2-\rho^2-\rho'^2+2\rho\rho'\cos\left(\varphi-\varphi'\right)]}{\left[\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos\left(\varphi-\varphi'\right)+\left(z-z''-s(t)\right)^2\right]^{5/2}}dz''. \tag{10}$$

Тогда ЭДС-сигнал, генерируемый в катушке, расположенной в точке z, можно рассчитать следующим образом:

$$\varepsilon=-\frac{4\pi}{c}\int_0^{2\pi}\int_0^{R_c}\frac{\partial M_z}{\partial t}\rho d\rho d\varphi-\frac{2M\dot{s}}{c}\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{R_c}d\rho\int_0^R d\rho'\int_0^{2\pi}d\varphi'\int_{f(\rho',\varphi')}^{g(\rho',\varphi')}\sigma\left(\rho',\varphi',z''\right)\times$$

$$\times\frac{\rho\rho'[2\left(z-z''-s(t)\right)^2-\rho^2-\rho'^2+2\rho\rho'\cos\left(\varphi-\varphi'\right)]}{\left[\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos\left(\varphi-\varphi'\right)+\left(z-z''-s(t)\right)^2\right]^{5/2}}dz''. \tag{11}$$

Альтернативно можно вернуться к исходной переменной z'

$$\varepsilon=-\frac{4\pi}{c}\int_0^{2\pi}\int_0^{R_c}\frac{\partial M_z}{\partial t}\rho d\rho d\varphi-\frac{2M\dot{s}}{c}\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{R_c}d\rho\int_0^R d\rho'\int_0^{2\pi}d\varphi'\int_{s(t)+f(\rho',\varphi')}^{s(t)+g(\rho',\varphi')}\sigma\left(\rho',\varphi',z'-s(t)\right)\times$$

$$\times\frac{\rho\rho'[2\left(z-z'\right)^2-\rho^2-\rho'^2+2\rho\rho'\cos\left(\varphi-\varphi'\right)]}{[\rho^2+\rho'^2-2\rho\rho'\cos\left(\varphi-\varphi'\right)+\left(z-z'\right)^2]^{5/2}}dz'. \quad (12)$$

Эти две формулы должны использоваться в расчетах сигнала.

Сравнение результатов

Найдем условия, которые нужно наложить, чтобы получить из выведенных формул (11) и (12) используемую в литературе формулу из [18].

Нужно сделать следующие допущения:

1) ДС движется с постоянной скоростью, то есть $s\left(t\right)=z_0+vt$;

2) σ не зависит от ρ' и φ', то есть $\sigma\left(\rho',\varphi',z'-s\left(t\right)\right)=\sigma\left(z'-z_0-vt\right)$;

3) границы ДС плоские, то есть $f=-h/2$ and $g=h/2$;

4) магнитное поле в каждой точке витка катушки одинаково и равно полю в центре катушки, то есть $\rho=0$;

5) пренебрегаем вкладом намагниченности в точке, то есть первым слагаемым в формуле (12).

Тогда уравнение (12) принимает вид

$$\varepsilon=-\frac{4\pi M\dot{s}}{c}\int\limits_0^{R_c}\rho d\rho\int\limits_0^{R}d\rho'\int\limits_0^{2\pi}d\varphi'\times$$

$$\times\int\limits_{s(t)+h/2}^{s(t)+h/2}\sigma\left(z'-z_0-vt\right)\frac{\rho'[2\left(z-z'\right)^2-\rho'^2]}{[\rho'^2+\left(z-z'\right)^2]^{5/2}}dz'=$$

$$=-\frac{4\pi MvSR^2}{c}\int\limits_{s(t)-h/2}^{s(t)+h/2}\frac{\sigma\left(z'-z_0-vt\right)}{[R^2+\left(z-z'\right)^2]^{3/2}}dz',$$

где S — площадь поперечного сечения катушки.

Предположение 4 мы находим некорректным и потому настаиваем на использовании новых формул (11) или (12) даже для относительно простых конфигураций.

Более того, как показано в работах [19; 20], наиболее вероятно, что ДС имеет наклонную структуру, а потому предположения 2 и 3 также выглядят сомнительно. Предположение 1 выполняется не для всех нитей, поскольку известно, что существуют нити, в которых ДС движется с ускорением [21]. Предположение 5 выглядит наиболее обоснованным.

Выводы

Предложена новая уточненная формула для расчета сигнала ЭДС, генерируемого на считывающей катушке при прохождении ДС вдоль микронити. Обосновано, почему формула, используемая в литературе ранее, некорректна.

Используя формулы, выведенные в рамках данной статьи, можно оценить геометрические размеры (ширину, длину, наклон) по полученному сигналу ЭДС, генерируемому на катушке, если имеется информация о форме ДС. Делается это подбором ширины ДС так, чтобы сигнал, регистрируемый на катушке, совпал с вычисляемым по формулам (11) и (12).

Благодарности. *Авторы благодарят С.Б. Лебле за постановку задачи, консультации по содержанию статьи и обсуждение результатов.*

Список литературы

1. *Allwood D., PVthVV R*. Cowburn. Magnetic Domain Wall Logic. Wiley, 2010.

2. *Zhukov A., Zhukova V*. Magnetic Properties and Applications of Ferromagnetic Microwires with Amorphous and Nanocrystalline Structure // Nanotechnology science and technology series. Nova Science Publishers, 2009. 18.

3. *Vázquez M*. Magnetic Nano- and Microwires: Design, Synthesis, Properties and Applications. Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials. Elsevier Science, 2015.

4. *Hayashi M., Thomas L., Rettner C. et al*. Dependence of current and field driven depinning of domain walls on their structure and chirality in permalloy nanowires // Phys. Rev. Lett. 2006. №97. 207205.

5. *Zhukova V., Blanco J.M., Corte-Leon P. et al*. Grading the magnetic anisotropy and engineering the domain wall dynamics in fe-rich microwires by stress-annealing // Acta Materialia. 2018. №155. P. 279—285.

6. *Vázquez M., Basheed G., Infante G., Rafael P*. Trapping and injecting single domain walls in magnetic wire by local fields // Physical review letters. 2012. №108. 037201.

7. *Zhukov A*. Domain wall propagation in a fe-rich glass-coated amorphous microwire // Applied Physics Letters. 2001. №78(20). P. 3106—3108.

8. *Zhukov A., Ipatov M., Talaat A. et al*. Engineering of magnetic properties of co- and fe-rich microwires // IEEE Transactions on Magnetics. 2018. №54(6). P. 1—7.

9. *Chiriac H., Óvári T.A., Gh. Pop*. Internal stress distribution in glass-covered amorphous magnetic wires // Phys. Rev. B. 1995. №52. P. 10104—10113.

10. *Vázquez M., Zhukov A*. Magnetic properties of glass-coated amorphous and nanocrystalline microwires // J. Magn. Magn. Mater. 1996. №160. P. 223—228.

11. *Aragoneses P., Blanco J.M., Dominguez L. et al*. The stress dependence of the switching field in glass-coated amorphous microwires // Journal of Physics D: Applied Physics. 1998. №31 (21). 3040.

12. *Varga R*. Magnetization processes in glass-coated microwires with positive magnetostriction // Acta Physica Slovaca. 2012. №62. P. 411—518.

13. *Chizhik A., Zhukov A., Gonzalez J., Stupakiewicz A*. Basic study of magnetic microwires for sensor applications: Variety of magnetic structures // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2017. №422. P. 299—303.

14. *Chizhik A., Garcia C., Zhukov A. et al*. Investigation of helical magnetic structure in co-rich amorphous microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2007. №316 (2). P. 332—336.

15. *Stupakiewicz A., Chizhik A., Tekielak M. et al*. Direct imaging of the magnetization reversal in microwires using all-moke microscopy // The Review of scientific instruments. 2014. №85.

16. *Baraban I., Gorshenkov M., Andreev N. et al*. The role of structural properties on magnetic characteristics of glass-coated microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2018. Vol. 459. P. 61—65.

17. *Klein P., Richter K., Varga R., Vázquez M.* Frequency and temperature dependencies of the switching field in glass-coated fesibcr microwire // Journal of Alloys and Compounds. 2013. №569. P. 9—12.

18. *Gudoshnikov S. A., Grebenshchikov Yu. B., Ljubimov B. Ya. et al.* Ground state magnetization distribution and characteristic width of head to head domain wall in Fe-rich amorphous microwire // Physica Status Solidi (A) Applications and Materials. 2009. №206 (4). P. 613—617.

19. *Vereshchagin M.* Structure of domain wall in cylindrical amorphous microwire // Physica B: Condensed Matter. 2018. Vol. 549. P. 91—93.

20. *Vereshchagin M., Baraban I., Leble S., Rodionova V.* Structure of head-to-head domain wall in cylindrical amorphous ferromagnetic microwire and a method of anisotropy coefficient estimation // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2020. Vol. 504. 166646. https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166646.

Об авторах

Михаил Дмитриевич Верещагин — канд. физ.-мат. наук, доц., Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Россия.

E-mail: m.vereshchagin@gmail.com

Александр Викторович Кузырятский — магистрант, Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Россия.

E-mail: m.vereshchagin@gmail.com

The authors

Dr Michael D. Vereshchagin, Associate Professor, Immanuel Kant Baltic Federal University, Russia.

E-mail: m.vereshchagin@gmail.com

Alexander V. Kuzyryatsky, Master's Student, Immanuel Kant Baltic Federal University, Russia.

E-mail: m.vereshchagin@gmail.com