

О возможности применения аморфных микро- и нанопроводов с эффектом Баркгаузена

С. А. Баранов^{a,b,c}

^aИнститут прикладной физики АН Молдовы,
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, e-mail: baranov@phys.asm.md

^bПриднестровский госуниверситет им. Т.Г. Шевченко,
ул. 25 Октября, 128, г. Тирасполь

^cDépartement de Génie Physique, École Polytechnique de Montréal,
C.P. 6079, succ. Centre-ville, Montréal H3C 3A7, (Québec) Canada

Исследуется возможность применения эффекта Баркгаузена, возникающего при использовании магнитных микро- и нанопроводов. Эти провода характеризуются прямоугольной петлей гистерезиса и могут быть использованы в измерительной и идентификационной технике, а также в медицине.

УДК 621.318: 538

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что литой аморфный микропровод в стеклянной оболочке (ЛАМСО) с положительной магнитострикцией обладает прямоугольной петлей гистерезиса и перемагничивается с помощью большого скачка Баркгаузена (БСБ), коэрцитивную силу которого можно регулировать как остаточными, так и внешними механическими напряжениями (см., например, [1–3]). Увеличение остаточных или внешнеприложенных продольных напряжений приводит к увеличению коэрцитивной силы. Это служит, на наш взгляд, еще одним доказательством существования продольной магнитной структуры в ЛАМСО с положительной магнитострикцией, предложенной в [3]. И хотя это экспериментально и теоретически доказано в работах [4–10], но до сих пор ряд моментов обсуждается и является спорным (см., например, [1, 2]). Данная работа является продолжением дискуссии, начатой в [3], относительно возможных магнитных структур в аморфных микро- и нанопроводах и их влияния на магнитные характеристики.

Свойством перемагничивания с помощью БСБ обладают различные провода (включая микро- и нанопровода), и магнитная структура их может отличаться от магнитной структуры ЛАМСО. При этом и возможность длительного существования их в определенном (одном из двух) намагниченном состоянии, и скачкообразный переход из одного намагниченного состояния в другое называют эффектом магнитной бистабильности (по аналогии с подобными эффектами в других разделах физики). Но конкретная доменная структура этих микро- и нанопроводов, как уже отмечено [3], может отличаться друг от друга. Поэтому имеет смысл более широкого теоретического изучения явления бистабильно-

сти в магнитных материалах, которое не будет зависеть от конкретной магнитной структуры.

Обычно технология получения бистабильного ферромагнетика (БФ) сводится к формированию в материале резко выраженного градиента магнитного потенциального рельефа, возможно, например, как в ЛАМСО, при наличии квазиодноосной магнитной анизотропии. Тогда оба бистабильных состояния абстрактно можно представить как энергетические уровни системы, разнесенные энергетическим барьером. Ранее БФ получали посредством термической и механической обработки. Так, в частности, была получена широко известная викаллоевая проволока Виганда [11–15]. В отличие от проволоки Виганда ЛАМСО с положительной магнитострикцией с момента производства является БФ.

Кроме технологии получения ЛАМСО существует технология фирмы «Унитика» (“Unitika Ltd”). Провода, сделанные по технологии «Унитика» (технология называется еще “in rotating water quenching”), обладают другой магнитной структурой [3] и отличными от ЛАМСО магнитными характеристиками, хотя они также относятся к БФ. Кроме этого, существуют химические и электрохимические методы осаждения нанопроводов и получения наночастиц электроискровым способом [16, 17]. Ряд материалов, полученных по этим технологиям, также могут быть БФ.

В данной работе обсуждаются в основном свойства ЛАМСО, но многие наши результаты можно отнести к любому БФ. Начнем с обсуждения механизмов перемагничивания, которые были открыты, в частности, при изучении перемагничивания материалов из викаллоевой проволоки Виганда [12–15], а также ранее при исследовании многоскачковых материалов [18] и теоретически подробно исследованы в [19]. На

наш взгляд, с этой позиции необходим теоретический анализ экспериментальных результатов, полученных в [1, 20].

ДВЕ ФОРМЫ ИМПУЛЬСА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ

Изучение двух форм скачков Баркгаузена как двух самостоятельных механизмов перемагничивания началось, насколько нам известно, с работы [18], в которой, в частности, изучалась структура одиночных импульсов в многоскачковых магнетиках. При исследовании многоскачковых форм перемагничивания магнетиков анализировать единичные скачки очень сложно (экспериментальные проблемы обсуждаются в [18]). Из результатов [18] следовало, что наряду с простым движением 180° и 90° доменных границ, которые тормозятся дефектами, существуют формы перемагничивания за счет взаимодействия этих границ, что приводит к аномальному скачку намагниченности, а физически – к скачкообразной доменной перестройке. Именно такое перемагничивание впоследствии было названо релаксационным (термин связан с тем, что в [18] обсуждалась возможность подобной релаксации к более стабильной доменной структуре).

Если изучать структуру одиночных импульсов в БФ, таком как ЛАМСО, то можно обнаружить [3, 4], что перемагничивание БФ осуществляется также двумя механизмами, которые по аналогии с [18] (и [13–15]) были названы релаксационным и акселеративным. Релаксационный механизм характеризуется импульсом с крутым фронтом нарастания и пологим спадом, а акселеративный – плавным нарастанием и резким спадом по второму фронту импульса (см. рис. 1).

Анализ исследований показывает, что эксплуатационные характеристики БФ, в которых проявляются эти механизмы, неоднозначны. Поэтому полезность первого или второго типа импульсов (или даже их комбинации) необходимо подробно изучать. Одним из первых исследований, в котором обратили внимание на необходимость подобного анализа двух форм скачка Баркгаузена (СБ), была работа [13]. При этом отмечалось, что в деформированной проволоке Виганда (именно она исследовалась в [13]) вторая форма импульса перемагничивания была более стабильна (флуктуации параметров, согласно [13], не превышали 4%). К тому же акселеративная форма движения характеризовалась также достаточно высокой длительностью импульса (~ 50 мкс.) и относительно малым полем старта (по сравнению с релаксационной формой движения).

В ЛАМСО было установлено [3, 4], что более стабильная форма перемагничивания относится

как раз к релаксационной форме (в отличие от проволоки Виганда). При этом механизм перемагничивания (согласно [3]) осуществлялся в определенной последовательности. Перемагничивание начиналось внутри микропровода, где магнитная анизотропия ниже и образованная там доменная стенка распространялась, вероятно, акселеративным способом. Этот процесс соответствовал возникновению зародыша перемагничивания, и при определенных режимах перемагничивания он мог не проявляться (например, из-за малого поля старта и малого относительного объема перемагничиваемого материала). Затем происходит релаксационный скачек импульса перемагничивания через потенциальный барьер, который заканчивается также возможным акселеративным способом движения доменной стенки. Если создать замыкающие домены на концах исследуемого отрезка ЛАМСО [3, 4], то, при определенных их размерах, акселеративную форму движения доменной стенки удавалось подавить. Тогда главную роль в процессе перемагничивания играла релаксационная форма движения, которая в случае ЛАМСО более стабильна. Можно сделать правомочное предположение, что релаксационная форма перемагничивания будет играть еще большую роль при уменьшении размеров диаметра микропровода (при переходе его к нанопроводу).

Так как, по нашему предположению, релаксационная форма движения перемагничивания может быть реально не связана с движением доменной стенки, которое всегда сопровождается присутствием вихревых токов, то возможно более простое описание процесса перемагничивания диполя из микро- и нанопровода, которое рассмотрим далее.

ПОЛЕ МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ, ПЕРЕМАГНИЧИВАЮЩЕГОСЯ РЕЛАКСАЦИОННЫМ СПОСОБОМ

Независимо от механизмов перемагничивания, рассмотренных выше, важной проблемой является увеличение расстояния срабатывания, то есть расстояния от магнитного диполя из БФ, излучающего сигнал, до датчика, снимающего сигнал, который возникает при перемагничивании БФ с помощью БСБ. Датчики магнитных величин обладают достаточно высокой чувствительностью к постоянным и переменным магнитным полям. Наиболее просты и чувствительны к переменным полям индукционные катушки, которые для эффективности можно снабжать ферритовыми стержнями (подобное устройство часто называется *магнитная антенна*), а к постоянным полям – магнитомодуляционный преобразователь (феррозонд) либо датчик, основанный на магнитоимпедансном (или магниторези-



(а)

(б)

Рис. 1. Релаксационная (а) и акселеративная (б) формы импульсов [3, 4]. По осям (в относительных единицах) представлены: X – время в момент скачка Баркгаузена (когда напряженность внешнего поля медленно нарастает со временем по линейному закону и достигает поля старта); Y – отклик магнитной индукции, возникающий при перемагничивании БФ.

стивном) эффекте. Ниже не будем подробно анализировать все вопросы, связанные с регистрирующей аппаратурой (которые рассмотрим в другом сообщении), а здесь остановимся на вопросе – что можно ожидать от магнитного диполя.

Рассмотрим БФ материалы с одним БСБ и определим напряженность магнитного поля (следуем [15]). Введем вектор Герца – $\vec{\Pi}_m$ для магнитного диполя, который при гармоническом временном законе изменения дипольного момента имеет вид

$$\vec{\Pi}_m(t, r) = \vec{m}_0 \frac{e^{-i\omega(t-r/c)}}{4\pi\mu_0 r}, \quad (1)$$

где $\vec{m}_0 = \vec{B}_s V$ – магнитный момент (орт вектора направлен вдоль оси провода, то есть оси Z), $\omega = 2\pi f$ (f – частота поля), \vec{B}_s – индукция насыщения материала диполя, V – объем диполя, c – скорость света, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная проницаемость вакуума в системе единиц СИ, r – расстояние от точки наблюдения поля до центра диполя ($i = \sqrt{-1}$ – мнимая единица). Предполагается, что размер диполя меньше, чем расстояние до точки наблюдения r .

На основании модели релаксационного способа движения доменной стенки (см. предыдущий параграф и [3, 4]) опишем математическую модель перемагничивания диполя. Предполагаем, что по всей длине диполя внутри БФ существует бесконечно тонкий зародыш перемагничивания, который за достаточно маленький промежуток времени релаксационным скачком перемагничивает диполь в обратном направлении. Будем считать, что частота внешнего поля, которое инициирует это перемагничивание, меньше обратного времени скачка перемагничивания. Так как перемагничивание – нелинейный процесс [12–15], то возникает задача, связанная, во-первых, с представлением описания данного пе-

ремагничивания и, во-вторых, с измерением возникающих магнитных полей квазигармоническими приемными устройствами.

Будем считать, что измерительное устройство выделяет из полученного спектра частот наиболее характерную (по величине амплитуды поля) гармонику. Пусть при произвольном законе изменения дипольного момента по аналогии можно использовать выражение

$$\vec{\Pi}_m(t, r) = \vec{m}_0 \frac{f\left(t - \frac{r}{c}\right)}{4\pi\mu_0 r}, \quad (2)$$

где $f(t)$ – квазипериодическая функция.

Если задать временной закон изменения магнитного момента в течение одного периода частоты ω , считая, что импульс перемагничивания релаксационный, можно найти Фурье компоненту вектора Герца, которая проявляется при измерениях (как линейный отклик). Данный вопрос достаточно сложный (см. [19] и [2]), поэтому подробнее рассмотрим его в другом сообщении.

Предположим, что преобразование Фурье, характеризующее гармонику от вектора Герца $\vec{\Pi}_m(t, r)$, можно представить в виде

$$\vec{\Pi}_m(\omega) = \frac{\vec{m}_0}{4\pi\mu_0 r} G(\omega, \alpha) e^{i\omega \frac{r}{c}}, \quad (3)$$

где α – коэффициент, характеризующий скорость переключения диполя, а $G(\omega)$ – некоторая функция распространения, отличная от нуля в области частот, характерных для собственных частот БСБ. Некоторые вопросы моделирования подобной функции рассмотрены в [2].

Известно, что напряженность магнитного поля (а именно она нас в дальнейшем интересует) связана с вектором Герца уравнением

$$\vec{H}(\omega) = \text{rot rot } \vec{\Pi}_m(\omega). \quad (4)$$

Вычислим $\vec{H}(\omega)$ в точке наблюдения. Вектор Герца $\vec{P}_m(\omega)$ направлен вдоль оси Z (так как векторы $\vec{m}_0 = \vec{B}_3 V$ направлены вдоль оси Z) и представляется $\vec{P}_m(\omega) = (0, 0, \Pi_z(\omega))$ (в декартовых координатах в окрестностях точки 0), а в сферических координатах в точке наблюдения может быть записан как

$$\left. \begin{aligned} \Pi_r(\omega) &= \Pi_z(\omega) \cos\theta; \\ \Pi_\theta(\omega) &= \Pi_z(\omega) \sin\theta; \\ \Pi_\varphi &= 0. \end{aligned} \right\} (5)$$

Тогда составляющие напряженности магнитного поля имеют вид

$$\left. \begin{aligned} H_r &= 2[M_d(\omega)] \left(\frac{2\pi i}{\lambda} \frac{1}{r^2} + \frac{1}{r^3} \right) \cos\theta e^{i\frac{\omega r}{c}}; \\ H_\theta &= [M_d(\omega)] \left[-\left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{r} + \frac{2\pi i}{\lambda} \cdot \frac{1}{r^2} + \frac{1}{r^3} \right] \sin\theta e^{i\frac{\omega r}{c}}; \\ H_\varphi &= 0 \\ [M_d(\omega)] &= \frac{[m_0]G(\omega)}{4\pi\mu_0}, \end{aligned} \right\} (6)$$

где $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$, а λ – длина волны излучения (приведены абсолютные значения проекций векторов без учета знаков).

Далее нас будет интересовать только зависимость напряженности магнитного поля от расстояния до диполя. Формулы (6) отражают динамические и квазистатические процессы. Функция распространения $G(\omega)$ должна отражать реальное движение доменной стенки, но в оценках можно использовать только простейший вид дельтаобразного импульса, не отражающий реально процесс перемагничивания. Усложнение задачи для целей данной работы не принципиально, и рассмотрим его в другом сообщении. Отметим, что влияние вихревых токов и реальных параметров цилиндрического образца (диаметра, проводимости, обратимой магнитной проницаемости и др.) рассмотрено в [19], из результатов которой следует, что для образцов с диаметром менее 50 μm эффектом влияния вихревых токов на динамику перемагничивания в первом приближении можно пренебречь. На наш взгляд, это можно сделать также и потому, что изучается релаксационный процесс перемагничивания.

Полученные здесь формулы широко известны, но так как далее будем анализировать экспериментальный результат [1, 20], то обсудим их подробнее.

1. **Дальняя зона излучения.** Безразмерным параметром, по которому можно проанализировать вклады членов в (6), является величина r/λ . Если эта величина достаточно большая, то превалирует член, пропорциональный $1/r$, отвечающий за излучение радиоволн (для простоты будем считать их монохроматическими), которые остаются единственным источником сигнала на больших расстояниях от диполя. Именно в дальней зоне магнитные и электрические поля, описывающие радиоволны, определяются формулами (знаки амплитуды проекций, как и ранее, не учитываются):

$$\left. \begin{aligned} H_\theta &\sim \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{r} \right] \sin\theta e^{-i(\omega r - \frac{2\pi r}{\lambda})}; \\ E_\varphi &\sim \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{r} \right] \sin\theta e^{-i(\omega r - \frac{2\pi r}{\lambda})}. \end{aligned} \right\} (7)$$

Как и следует из (7), эти волны поперечны, и векторы магнитного и электрического полей перпендикулярны друг другу. Следовательно, они распространяются по радиусу от источника с конечной скоростью (то есть являются запаздывающими), но интенсивность их определяется диаграммой направленности, которая задается функцией $\sin\theta$. Электромагнитная волна, как известно, реально переносит электромагнитную энергию, которая убывает, как у любого точечного источника электромагнитной энергии по закону $1/r^2$ (сферическая волна). Кроме того, индексация электрической компоненты поля измерительным устройством может быть в данном случае более предпочтительной.

2. **Ближняя зона излучения.** Рассмотрим обратный предельный случай, когда $r/\lambda < 1$. Этот случай соответствует низким частотам, которыми характеризуется БСБ, и для них существен вклад члена, пропорционального $1/r^3$. Известно, что электрическое и магнитное поля этих членов сдвинуты по фазе на $\pi/2$, следовательно, усредненный поток энергии ближнего поля равен нулю.

В данном случае можно ограничиться квазистатическим пределом, и тогда (при $\omega \rightarrow 0$) компоненты магнитного поля имеют известный вид (в статическом пределе исчезает часть ближнего поля, которая пропорциональна $1/r^2$):

$$\left. \begin{aligned} H_r &\sim 2[M_d] \frac{1}{r^3} \cos\theta; \\ H_\theta &\sim [M_d] \frac{1}{r^3} \sin\theta; \\ H_\varphi &= 0; \\ [M_d] &\approx \frac{[m_0]}{4\pi\mu_0} \end{aligned} \right\} (8)$$

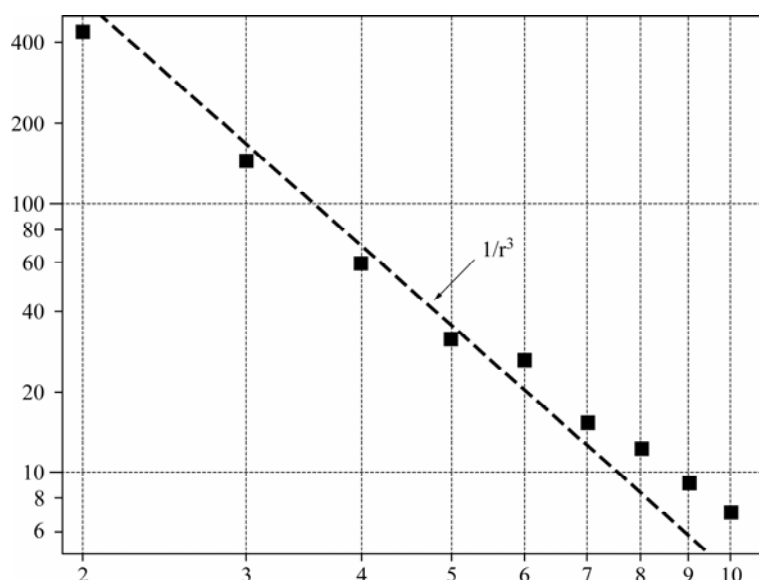


Рис. 2. Зависимость ЭДС на измерительной катушке, отложенная по оси Y (в мВ), от расстояния между центром диполя и торцом измерительной катушки – по оси X (в см) [20]. Вектор \mathbf{r} (расстояние от диполя до катушки) перпендикулярен к центру диполя и торцу измерительной катушки.

(здесь приведены абсолютные значения проекций векторов без учета знаков).

Последняя система уравнений может быть получена также с использованием понятия магнитного потенциала. Уравнения (8) дают возможность теоретически оценить дальность регистрации СБ. Отметим особенности регистрации данных магнитных импульсов:

а) сигнал компоненты H_r в два раза больше компоненты H_θ , делает его предпочтительным, это использовано, например, в [20]. В этой конфигурации радиосигнала нет. Но он есть, например, при измерении по схеме работы [1];

б) для диполя из ЛАМСО при величине индукции насыщения $B_s \approx 1$ Т (для микропровода на основе Fe) и при объеме микропровода $V \leq 10^{-11}$ м³ (для микропровода с диаметром жилы ~ 40 μm и длиной $\sim 10^{-2}$ м) вблизи диполя ($r < 1$ м) аппаратура, фиксирующая данное поле излучения диполя, должна быть чувствительна к магнитным полям $\sim 10^{-7}$ А/м. Малость данной величины (ниже уровня магнитного шума) определяется малостью объема диполя. При измерении индукционной катушкой очень важна скорость перемагничивания, которая позволяет регистрировать сигнал даже такой малости, но этот вопрос обсудим в другом сообщении.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе [20] с помощью индукционной измерительной катушки проверялась возможность регистрации БСБ в ближней зоне сигнала. Регистрировался сигнал изменения магнитного потока за счет компоненты H_r . Измерительная катушка была направлена торцом – перпендикулярно к вектору r , перпендикулярному к середи-

не диполя. Внешнее магнитное поле, которое инициировало перемагничивание диполя, не создавало ЭДС индукции в измерительной катушке. Поэтому компенсирующая катушка в данной схеме не нужна. В этом случае компонента дальнего поля отсутствует, а измерительная катушка принимает ближнее поле диполя микропровода (длиной ~ 3 см и диаметром жилы ~ 50 μm [20]).

В [1] проводились исследования с использованием ЛАМСО на основе Fe и Co, где измерительная катушка была расположена по оси диполя (торцом – перпендикулярно к диполю) на расстоянии от него. (В этом случае нужна компенсирующая катушка.) Максимальное расстояние для приема сигнала от ЛАМСО на основе Fe достигало ~ 20 см (согласно [1] при диаметре жилы ~ 20 μm и длине диполя ~ 3 см), но в этой геометрии значительного увеличения расстояния приема сигнала можно ожидать при больших скоростях переключения, когда может быть существенно радиоизлучение от диполя.

Как уже отмечалось, в [20] наблюдался лишь сигнал, соответствующий ближней зоне. Поэтому индуцированная электродвижущая сила (ЭДС) принятого сигнала излучения изменялась по закону $1/r^3$ (рис. 2). Угловая зависимость, полученная в [20], также соответствует формулам (6)–(8). Результаты [1] отличаются от [20], так как закон $1/r^3$ для них не выполняется, вероятно, потому, что измерялось излучение не только ближней зоны (по крайней мере, другого объяснения у нас нет).

Из результатов [1, 20] следует, что применение магнитных меток из микропроводов сильно ограничено из-за малого расстояния приема сиг-

нала. Однако это не мешает использованию подобных меток из микропроводов для медицинских целей, как это предложено в [20] (см. также [21]).

Известно, что средний поток энергии от излучающего диполя пропорционален частоте излучения в четвертой степени [15]. Повышение частоты излучения позволяет существенно увеличивать мощность радиосигнала (возможное техническое решение см. в [19]).

Отметим, что существуют среды, в которых радиоволны сильно поглощаются. Однако излучение ближней зоны в этих средах может обнаруживаться, что делает актуальным именно сигнал ближнего поля.

ВЫВОДЫ

Критическая длина отрезков ЛАМСО, на которой сохраняется эффект БФ с БСБ, составляет величину порядка миллиметра, что по крайней мере в 10 (или более) раз меньше, чем у бистабильных лент и проводов, полученных другими способами. Скорость перемагничивания ЛАМСО также выше, чем у аналогов. Можно надеяться, что для нанопроводов, которые могут быть получены из ЛАМСО перетяжкой с утонением (аналогично [22]), эти параметры будут лучше.

Общепринято, что широкое практическое применение БФ с БСБ началось с 1975 года благодаря американскому исследователю Джону Ричарду Виганду, создавшему простейший датчик Виганда на основе викаллоевой проволоки (см. подробнее в [11–14]).

В настоящее время бистабильные микро- и нанопровода могут быть предназначены для использования в код-метках товаров, деталей машин, ценностей, документов, ценных бумаг, денег и создания файлов информации, а также для дистанционного управления исполнительными механизмами и создания чувствительных элементов (сенсоров) в измерительной технике. Они находят применение и в медицине – для разграничения больных органов [20] или наблюдения за процессом транспорта лекарственных препаратов (с магнитной меткой) в организме. Отметим, что этим процессом транспорта можно было бы управлять внешним магнитным полем [21].

Полученные экспериментальные и теоретические результаты свидетельствуют о том, что метки из магнитных микро- и нанопроводов можно использовать только на небольших расстояниях от регистрирующих устройств (на расстояниях $\sim 0,1 \div 1$ м) в зависимости от диаметра микро- и нанопровода. В этом аспекте они не представляют конкуренции для известной системы меток RFID (Radio-frequency identification). Однако если необходима локальность в расположении метки (как, например, в [20]), а также

использование метки в средах, поглощающих радиоволны, или приоритетом в использовании метки является не расстояние считывания, а, например, конфиденциальность, то использование магнитной метки из микро- и нанопроводов может стать предпочтительным. Кроме эффекта Баркгаузена метки из ЛАМСО обладают еще естественным ферромагнитным резонансом (ЕФМР) [3–10], который также можно использовать как дополнительное свойство для идентификации.

Так как важно увеличение объема магнитного материала, исследовалось перемагничивание различных комбинаций из отрезков различных микропроводов. Эксперименты показали, что если использовать не один микропровод, а систему из ЛАМСО, то за счет их взаимодействия, а также изменяя их длину, толщину стеклянного покрытия и др., можно получать петли гистерезиса с определенным количеством и амплитудой скачков Баркгаузена. Можно искусственно создавать трехскачковые и более магнитные материалы с управляемыми параметрами скачков. При этом спектр ЕФМР также приобретает дополнительные особенности. Если кратко подытожить эти исследования, то можно отметить, что для системы невзаимодействующих микропроводов, расположенных на большом расстоянии друг от друга, суммарная петля является суперпозицией петель от каждого провода по отдельности. Для микропроводов, расположенных рядом друг с другом, эффективная петля гистерезиса определяется их взаимным влиянием, что требует дополнительного теоретического изучения.

В заключение отметим, что, несмотря на обширную литературу по исследованию дипольного излучения (см., например, [15] и приведенные там библиографические ссылки), к этим задачам в настоящее время часто возвращаются. Для примера приведем [23, 24], где более подробно (чем изложено выше) освещены данная тематика и ее современные приложения.

Автор благодарен Г.В. Ломаеву, А. Елону (A. Yelon), Д. Менарду (D. Menard), А.И. Дикусару и П.И. Хаджи за обсуждение работы и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gudoshnikov S.A., Usov N.A., Zhukov A.P., Zhukova V., Palvanov P. S., Ljubimov B.Ya., Serebryakova O., Gorbunov S. Evaluation of Use of Magnetically Bistable Microwires for Magnetic Labels. *Phys. Stat. Sol. A*. 2011, **208(3)**, 526–529.
2. Makhnovskiy D., Fry N., Zhukov A.P. On Different Tag Reader Architectures for Bistable Microwires. *Sensors & Actuators, A (phys.)*. 2011, **166(1)**, 133–140.

3. Baranov S.A. Magnetic Models of Cast Amorphous Microwires. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2011, **47(4)**, 316–330.
4. Baranov S.A., Karimova G.V., Lomaev G.V. Domain Wall Movement in the Cast Amorphous Microwire. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2006, **42(2)**, 73–78. (См. также Каримова Г.В. *Бистабильный литой аморфный микропровод из Fe, Fe Co-сплавов в стеклянной оболочке и его применение в магнитометрии*. Автореферат кандидатской диссертации (физико-математические науки). Ижевск, 2006. 20 с.).
5. Baranov S.A. Estimation of Distribution of Residual Stresses in Core Amorphous Microwires. *Metal Science & Heat Treatment*. 2001, **43(3–4)**, 167–168.
6. Baranov S.A. Residual Stresses in the Core of an Amorphous Microwire. *Metal Science & Heat Treatment*. 2003, **45(7–8)**, 280–282.
7. Baranov S.A., Vazquez M., Garcia K.L., Usenco V.P. Magnetic Properties of Amorphous Microwires. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2004, **40(6)**, 79–86.
8. Baranov S.A., Laroze D., Vargas P., Vazquez M. Domain Structure of Fe-based Microwires. *Physica B*. 2006, **372**, 324–327.
9. Baranov S.A. Residual Stress in Amorphous Microwire. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2006, **42(6)**, 44–46.
10. Baranov S.A., Keloglu O.Yu. Temperature Effect on Reversible Phase Transitions by the Example of Studying Magnetic Properties of Cast Amorphous Microwire. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2007, **43(2)**, 107–109.
11. Нуралиева Р.Д., Вербицкий О.Г., Бормотов Ю.Л., Полякова С.П. Композиционные магнитные материалы со сложной формой петли гистерезиса. *Обзоры по электронной технике*. 1983, серия **6** (Материалы), вып. **3(953)**, 45 с.
12. Ломаев Г.В. О влиянии формы потенциального рельефа на динамику необратимого движения доменной границы. *Эффект Баркгаузена и его использование в технике*. Ижевск, 1989, с. 74–79.
13. Ломаев Г.В., Ахизина С.П., Глушкова Т.Е. Моделирование больших скачков Баркгаузена. *ФММ*. 1997, **5**, 461–465.
14. Ломаев Г.В., Ахизина С.П., Водеников С.К. О двух формах импульса ЭДС от скачка намагниченности в ферромагнетике. *Дефектоскопия*. 1996, **12**, 54–59.
15. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики*. М.: Наука, 1970, с. 108–110. (Born M., Wolf E. *Principles of Optics; Electromagnetic theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. 4th ed. Oxford – New York: Pergamon press. 1969). (См. также: Ломаев Г.В. *Исследование метода эффекта Баркгаузена и его применение в измерениях, автоматике и контроле материалов и окружающей среды*: Автореферат докторской диссертации (технические науки). Ижевск, 1998. 40 с.).
16. Martin C.R. Nanomaterials: a Membrane-based Synthetic Approach. *Science*. 1994, **266(23)**, 1961–1965. (См. также: Baranov S.A., Globa P.G., Yushenko S.P., Dikusar A.I. About Electrodeposition for Manufacturing of Mezzo – and Nanomaterials by Template Synthesis Method at Variable Diameter of Pores template. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2010, **46(2)**, 87–90 и приведенные там библиографические ссылки).
17. Iurschenko V.I., Iurschenko E.V., Fomitchev V.M., Baranov S.A., Dikusar A.I. Obtaining of Nanowires in Conditions of Electrodischarge Treatment with an Al – Sn alloy. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2009, **45(4)**, 259–264.
18. Рудяк В.М., Харитонов Ю.Н. О наличии двух самостоятельных механизмов скачка Баркгаузена в ферромагнетиках. *Докл. АН СССР*. 1968, **178(2)**, 331–334.
19. Ломаев Г.В., Мерзляков Ю.М. *Эффект Баркгаузена*. Ижевск, «Иж. ГТУ», 2004. 164 с.
20. von Gutfeld R.J., Dicello J.F., McAllister S.J., Ziegler J.F. Amorphous Magnetic Wires for Medical Locator Applications. *Appl. Phys. Lett*. 2002, **81(10)**, 1913–1915.
21. Varyukhin V.N., Khizhenkov P.K., Sirotkin V.V., Khizhenkov V.P. Nano- and Microparticles of Iron with Modified Surface and Prospects of their Application. Part 3. Ferroparticles in the Composition of Magnetocontrolled Sorbents. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2012, **48(2)**, 122–129.
22. Ioisher A., Badinter E., Monaico E., Postolache V., Hartnagel H.L. Integration of Ge Nanowire Arrays in Glass Micro Fiber. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2011, **47(2)**, 103–106. (См. также: Хандогина Е.Н., Петелин А.Л., Бирман Ю.А., Фролова И.В. Сверхпластичность аморфного микропровода. *Металлофизика*. 1989, **11(2)**, 106–108.)
23. Низьев В.Г. Дипольно-волновая теория дифракции электромагнитного излучения. *УФН*. 2002, **172(5)**, 602–607.
24. Осадько В.Г. Микроскоп ближнего поля как инструмент для исследования наночастиц. *УФН*. 2010, **180(1)**, 83–87.

Поступила 28.02.12

Summary

A possibility of application of the Barkhausen effect arising in magnetic micro- and nanowires is examined. These wires are characterized by a rectangular hysteresis loop, and they can be used in measuring and identification technologies as well as in medicine.