

05;06

## Тонкий микропровод с отрицательной магнитоотрицательной в нулевом магнитном поле

© С.А. Баранов, М. Васкес

Мадридский НИИ Материаловедения, Кантобланко, Мадрид, Испания  
E-mail: baranov@icmm.csic.es, mvazquez@icmm.csic.es

Поступило в Редакцию 10 июня 2004 г.

Изучается влияние остаточных напряжений на распределение намагниченности в тонких микропроводах с отрицательной магнитоотрицательной в нулевом магнитном поле. Найдена ненулевая остаточная намагниченность микропровода при отсутствии вращательных мод закручивания и выпучивания.

Микропровод на основе Co (кобальта) с отрицательной магнитоотрицательной обладает магнитомягкими свойствами и гигантским магнитоимпедансом. Доменная структура микропровода предложена в [1]. В очень тонких микропроводах с радиусом  $r_c$  меньше размера доменной стенки имеют место бездоменные структуры [2–5]. В данной работе представлен теоретический расчет магнитных свойств тонкого ( $r_c \sim 1 \mu\text{m}$  или меньше) литого аморфного микропровода с отрицательной магнитоотрицательной в стеклянной изоляции и получен высокочастотный резонанс.

Получим аналитическое решение известного уравнения Брауна, которое имеет вид [2,3]:

$$\theta''(\rho) + 1/\rho\theta'(\rho) + (\eta/f(\rho) - 1/\rho^2) \sin\{2\theta(\rho)\}/2 = 0, \quad (1)$$

здесь  $0 < \theta(\rho) < \pi/2$  — относительная намагниченность микропровода (которая геометрически равна величине угла  $\theta(\rho)$ , измеряемого между осью цилиндра и его магнитным моментом),  $\rho = r/r_c$  — относительная радиальная координата (за единицу измерения взята длина  $r_c$ ),  $\rho^\circ < \rho < 1$ , где  $(\rho^\circ)^2 = A/[K(r_c)^2]$ , а  $\rho^\circ < 0.1$  по физическому смыслу — относительный радиус области внутри микропровода, где намагниченность однородна и направлена вдоль оси цилиндра, т.е.  $\theta(\rho) = 0$  [2–6];  $A$  — константа обменной энергии,  $K$  — константа

анизотропии рассматриваемого микропровода. Показано [4,5], что если магнитострикция микропровода отрицательна, то  $\eta = 1$  (если магнитострикция положительна  $\eta = -1$ , но этот случай не рассматривается). Согласно результатам работы [6], примем вид функции:

$$1/f(\rho) = 1/(\rho^\circ)^2 \{|\sigma_{\min} - \sigma_z|/\sigma_z\}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{\min}$  — минимальная из функций  $\sigma_\rho$ ,  $\sigma_\varphi$  (отметим, что в нашем случае использование  $\sigma_\rho$  или  $\sigma_\varphi$  не изменяет вид функции  $1/f(\rho)$ ). Отметим также, что случай, когда функциями  $\sigma_\rho$ ,  $\sigma_\varphi$  пренебрегали, рассмотрен в [4,5].

Следуя работам [1,7], примем следующую модель формирования напряжений для литого аморфного микропровода в стеклянной изоляции. Благодаря электрохимическому взаимодействию наружная поверхность жилы подвержена сильному сцеплению со стеклянной оболочкой. От наружной поверхности до радиуса  $b$  происходят релаксационные уменьшения этих напряжений. По физическому смыслу радиуса  $b$ , внутри которого релаксация только пластическая, можно считать, что для нашего тонкого микропровода  $b \sim \rho^\circ$ . Действительно, намагничённость провода с отрицательной магнитострикцией, когда напряжения уменьшаются, должна стремиться к оси цилиндра. Далее, согласно работам [1,7], представим формулы для остаточных напряжений в жиле микропровода в виде:

$$\begin{aligned} \sigma_\rho &= P(1 - b^2/\rho^2) + \sigma^\circ, \\ \sigma_\varphi &= P(1 + b^2/\rho^2) + \sigma^\circ, \\ \sigma_z &= \nu(\sigma_\rho + \sigma_\varphi) \sim P + \sigma^\circ, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\nu$  — коэффициент Пуассона (который в нашем случае упругопластической релаксации изменяется в пределах  $\nu \sim 0.3 \div 0.5$ ), а  $\sigma^\circ$  — все остальные неучтенные напряжения, для которых выполняется  $\sigma^\circ < P$  [1,7]. Параметр  $P$  был определен нами ранее в работе [8], но так как он сокращается, мы его не приводим. Для неизвестной функции  $1/f(\rho)$  в уравнении (1) получим следующее асимптотическое выражение:

$$1/f(\rho) = \{1/(\rho^\circ)^2\} \{b^2/\rho^2\} \sim 1/\rho^2. \quad (4)$$

Учитывая (4), асимптотический вид уравнения (1) будет иметь вид

$$\theta''(\rho) + 1/\rho\theta'(\rho) = 0. \quad (5)$$

В отличие от уравнения (1), уравнение (5) линейно и легко интегрируется. Частное решение уравнения (5), учитывающее граничные условия [4-6], имеет вид

$$\begin{aligned} \theta(\rho/\rho^\circ) &= C \ln |\rho/\rho^\circ|, \\ C &= \pi/2 \ln |1/\rho^\circ|. \end{aligned} \quad (6)$$

Интегрируя выражение (6) от  $\rho^\circ$  (примем  $\rho^\circ \sim 0.1$ ) до единицы, получим выражение для относительной намагниченности микропровода

$$M/M_0 \sim 1/4(1 - (\rho^\circ)^2)(1 - 1/\ln |1/\rho^\circ|) \sim 0.2. \quad (6a)$$

Если считать, что  $M_0 \sim 0.06$  Т, то  $M$  может быть порядка 0.01 Т, что является достаточно большой величиной для измерений и использования. Ненулевая намагниченность создает возможность естественному ферромагнитному резонансу, частоту которого оценим из известной формулы Киттеля для цилиндра (считаем, что скин-слой больше радиуса цилиндра):

$$\Omega/2\pi \sim 2\pi\gamma M_{eff} \sim 2 \text{ GHz}, \quad (7)$$

где  $M_{eff} \sim (M/M_0)M_0(\gamma \sim 2.8 \text{ MHz/Oe})$ .

Выводы:

1. Полученный результат (формула (6a)) для намагниченности не содержит вращательных мод (мод закручивания и выпучивания [2,3]), которые найдены для однородно-изотропного цилиндра [2,3].

2. Микропровод остается намагниченным в нулевом поле. Величина намагниченности зависит от технологического параметра  $\rho^\circ$ .

3. Благодаря существованию остаточной намагниченности, микропровод можно использовать как элемент памяти в микроэлектронике.

4. Сравнение измеренной намагниченности с теорией позволяет определять технологические параметры  $\rho^\circ$  и соответственно  $b$  из формулы (7).

5. Получен естественный ферромагнитный резонанс, который, возможно, имеет место в [8,9].

Один из авторов (С.А. Баранов) выражает благодарность за поддержку этой работы грантом НАТО.

## Список литературы

- [1] *Baranov S.A.* // JMMM. 2003. V. 266. P. 278–281.
- [2] *Браун У.Ф.* Микромагнетизм. М.: Наука, 1974. 234 с.
- [3] *Aharoni A., Shtrikman S.* // Phys. Rev. 1958. V. 109. N 5. P. 1522–1528.
- [4] *Baranov S.A., Larin V.S., Torcunov A.V., Zhukov A., Vazquez M.* // Nanostructured and Nanocrystalline materials. Proceeding of the Fourth International Workshop on Non/crystalline Solids. *M. Vazquez, A. Hernando eds.* Singapore: World Scientific, 1995. P. 425–428.
- [5] *Баранов С.А.* // Эффекты Баркгаузена и аналогичные физические явления. Ижевск, 1995. С. 12–14.
- [6] *Antonov A., Dykhne A., Lagar'kov A., Usov N.* // Phys. A. 1997. V. 241. P. 425–427.
- [7] *Баранов С.А.* // Электронная обработка материалов. 2002. № 3. С. 84–86.
- [8] *Баранов С.А., Бержанский В.Н., Зотов С.К.* и др. // ФММ. 1989. Т. 67. В. 1. С. 73–78.
- [9] *Acher O., Jacquot P.-M., Boscher C.* // IEEE Translation on magnetics. 1994. V. 30. N 6. P. 4542–4544.