

НАМАГНИЧЕННОСТЬ ТОНКОГО ЛИТОГО АМОРФНОГО МИКРОПРОВОДА В НУЛЕВОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

^{*}Мадридский институт материаловедения, Кантобланко, 28049, Мадрид, Испания
^{**}НИИРР ЦМТ ТЕХМЕД,
 ул. Академией, 3/3, Кишинев, MD-2028, Республика Молдова

Существует задача по определению намагниченности бесконечного цилиндра [1, 2], для которой в общем случае не найдена аналитическая зависимость. Экспериментальная реализация модели бесконечного цилиндра может быть представлена в виде аморфного микропровода [3, 4] и, в частности, литого аморфного микропровода [5, 6] с радиусом жилы r_c меньшим доменной стенки. Специфическое распределение напряжений позволяет упростить решение задачи о намагниченности литого аморфного микропровода.

Запишем уравнение, определяющее намагниченность бесконечного цилиндра, в виде [1–4]

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

здесь $0 < \theta(\rho) < \pi/2$ – угол между осью цилиндра и вектором намагниченности, $\rho = r/r_c$ – относительная радиальная координата.

Представим область

$$\rho_0 < \rho < 1, \quad (1a)$$

где $(\rho_0)^2 = A/(Kr_c^2)$. По физическому смыслу ρ_0 – это относительный классический (по теории Ландау и Лифшица) размер доменной стенки, A – константа обменной энергии, K – энергия анизотропии рассматриваемого микропровода, которую для аморфных материалов зададим ниже. Если диаметр микропровода не достигает размеров, когда образуются домены ($\rho_0 > 0,1$), то внутри области, определяемой ρ_0 , намагниченность микропровода практически однородна и направлена вдоль оси цилиндра, то есть $\theta \sim 0$ [1–4].

Ниже увидим, что для случая положительной магнитострикции решение существует при любом ρ .

Если магнитострикция микропровода положительна, то $\eta = -1$, если отрицательна, то $\eta = 1$ (см., например, [3]).

Согласно результатам работы [4], примет вид функция

$$1/f(\rho) = |\sigma_m - \sigma_z|/(\sigma_z \rho_0^2), \quad (2)$$

где σ_m – максимальная из функций σ_ρ , σ_ϕ в случае положительной магнитострикции, и минимальная – в случае отрицательной (как увидим ниже, по случайному совпадению, использование σ_ρ или σ_ϕ не изменит вид $1/f(\rho)$). Напомним, что магнитную анизотропию в аморфных материалах определяет магнитострикция (при положительной магнитострикции анизотропия направлена по максимальному остаточному напряжению, а при отрицательной – перпендикулярна максимальному остаточному напряжению, и направлена по минимальному остаточному напряжению). Если $1/f(\rho) = 1/\rho_0^2$ (то есть пренебрегаем σ_m), то получим известное уравнение для цилиндра с одноосной анизотропией [1, 2] (для которого анизотропия $K \sim \lambda\sigma_z$ и не зависит от ρ). Ясно, что если в микропроводе будут одинаковые напряжения по осям ρ , ϕ , z , то он будет изотропным. Как видим, уравнение (2) правильно учитывает предельные случаи, хотя для промежуточных случаев нет математического обоснования этого уравнения.

Модель формирования напряжений в литом аморфном микропроводе рассмотрена в [5, 6]. Электрохимическое взаимодействие на поверхности жилы крепко сцепляет ее со стеклянной оболочкой. От наружной поверхности до радиуса b происходят релаксационные уменьшения этих напряжений. Согласно работам [5, 6], представим формулы для остаточных напряжений в жиле

микропровода в виде

$$\begin{aligned}\sigma_p &= P(1 - b^2 / \rho^2) + \sigma_0, \\ \sigma_\phi &= P(1 + b^2 / \rho^2) + \sigma_0, \\ \sigma_z &= \nu(\sigma_p + \sigma_\phi) \sim P + \sigma_0,\end{aligned}\quad (3)$$

где ν – коэффициент Пуассона (который в случае упругопластической релаксации изменяется от 0,3– 0,5), а σ_0 – все остальные неучтенные напряжения, для которых выполняется $\sigma_0 < P$ [5 ,6] . Параметр P получен в [6] (далее сокращается), и он не приводится. Для функции $1/f(\rho)$ в уравнении (1) получим следующее асимптотическое выражение:

$$1/f(\rho) = b^2 / (\rho_0 \rho)^2 . \quad (4)$$

Уравнение (1) имеет различную структуру для случаев микропровода с положительной и отрицательной магнитоотрицательностью, поэтому рассмотрим их отдельно.

а) Для отрицательной магнитоотрицательности примем $b \sim \rho_0$, и это упрощает функцию (4):

$$1/f(\rho) \sim 1/\rho^2. \quad (4a)$$

Условия получения (4a) для случая отрицательной магнитоотрицательности с физической точки зрения очень ясны, потому что в этом случае именно b определяет величину ρ_0 .

Получим уравнение

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

Частное решение уравнения (5), учитывающее граничные условия, рассмотренные выше, имеет вид

$$\begin{aligned}\theta(\rho/\rho_0) &= C \ln |\rho/\rho_0|, \\ C &= \pi \sqrt{2 \ln |1/\rho_0|}.\end{aligned}\quad (6)$$

Интегрируя выражение (6) от ρ_0 до единицы (вариация ρ_0 от 0,5 до 0,01 качественно не меняет результат), оценим его для относительной намагниченности микропровода:

$$M/M_0 < 0,2. \quad (7)$$

Микропровод из кобальта имеет намагниченность $M_0 \sim (0,06-0,08)$ Т, тогда M может быть порядка 0,01 Т. Ненулевая намагниченность создает возможность естественного ферромагнитного резонанса, частоту которого оценим как

$$\Omega/2 \pi \sim 2 \pi \gamma M_{\text{eff}} \sim (1 - 2) \text{ ГГц} , \quad (8)$$

где $M_{\text{eff}} \sim M$ ($\gamma \sim 2,8$ МГц/Э).

Ранее в [7] экспериментально обнаружены резонансы для литого аморфного микропровода на основе Со. У исследованного в [7] микропровода большой диаметр жилы, но так как его магнитоотрицательность маленькая, можно предположить, что доменная структура в нем еще не образовалась и данная теория применима.

б) Для микропровода с положительной магнитоотрицательностью получим уравнение вида

$$\theta'' + \theta'/\rho - a^2/\rho^2 \sin \theta \cos \theta = 0, \quad (9)$$

здесь $a^2 = b^2 / \rho_0^2 + 1$, (10)

решение которого, учитывающее граничные условия (если $\rho = 0$, то $\theta = \pi$, и $\rho = 1$, то $\theta = \pi/2$), примет вид [8]:

$$\text{tg} \{ \theta / 2 \} = 1/\rho^2. \quad (11)$$

Структура решения (11) зависит только от относительного радиуса ρ .

(Решение (11) справедливо и для микропровода с отрицательной магнитоотрицательностью, где $a^2 = 1 - b^2/\rho_0^2$, если $b < \rho_0$). Существенно, что провод имеет остаточную намагниченность. В нем отсутствуют вращательные моды, найденные в [2]. Для относительной остаточной намагниченности получим

$$M/M_0 = 2 \int_0^1 dy / (y^2 + 1) - 1. \quad (12)$$

Если $a = 1$, $M/M_0 = 2 \ln 2 - 1 \sim 0,4$; $a = 2$, $M/M_0 = \pi/2 - 1 \sim 0,57$; $a = 10$, $M/M_0 = 0,88$. Считаем $M_0 \sim \sim 0,1$ Т, тогда $M \sim 0,04-0,09$ Т, что подтверждается экспериментальными измерениями в тонком микропроводе на основе железа. Ненулевая намагниченность создает возможность для естественного ферромагнитного резонанса, частоту которого оценим из известной формулы Киттеля для цилиндра:

$$\Omega/2 \pi \sim 2 \pi \gamma M_{\text{eff}} \sim (7 - 17) \text{ ГГц}, \quad (13)$$

где $M_{\text{eff}} \sim M$.

Экспериментальное исследование естественного ферромагнитного резонанса в тонком аморфном микропроводе на основе сплава $(\text{Co Fe})_{75}(\text{B Si})_{25}$ с толщиной жилы $r_c \sim 0,5$ мкм по методике, описанной в [6], подтверждает существование резонанса. Частота ферромагнитного резонанса отличается от случая достаточно толстого микропровода, так как зависит от толщины стеклянной изоляции через параметр a . Наши измерения проведены на пределах возможности экспериментальной методики и нуждаются в уточнении.

Особую роль в характере поведения вектора намагниченности на поверхности микропровода должна играть поверхностная анизотропия. Остаточные осевые напряжения σ_z [6] на поверхности микропровода более чем в два раза превосходят $\sigma_p = \sigma_\phi$. Считая $\theta(\rho) = \pi/2 - \phi$, получим из (1) линеаризованное уравнение (аналогичные уравнения рассмотрены в [1, 2]). Так как рассматривается область, где $\rho \sim 1$, то в коэффициентах перед функциями ϕ' и ϕ можно предположить $\rho = 1$. Решения дифференциального уравнения имеют осцилляционный характер, что свидетельствует о возможности появления колебаний ϕ на поверхности микропровода. Причиной этого является возрастание осевых напряжений, приводящих к поверхностной анизотропии. Следовательно, перемагничивание микропровода под действием внешнего поля может инициироваться данными колебаниями на его поверхности (в отличие от толстого микропровода с доменной структурой, в котором доменная стенка движется из центральной области (где анизотропия меньше) к поверхности). Именно раскачивание поверхностных колебаний приведет при возрастании диаметра к образованию доменной структуры. Однако это требует дополнительных исследований.

Приведем выводы, отличающие полученный результат, от ранее известных (см., например, [1, 2, 4]):

– Он свидетельствует об отсутствии вращательных мод внутри литого аморфного микропровода (мод закручивания и выпучивания [1, 2]), а на поверхности микропровода могут существовать колебательные моды намагниченности.

– Найденные частоты естественного ферромагнитного резонанса для данных микропроводов качественно соответствуют экспериментальным результатам [7] (для отрицательной магнитострикции) и полученным измерениям на качественном уровне (для положительной магнитострикции).

Авторов С.А. Баранов выражает благодарность за поддержку этой работы НАТО грантом.

ЛИТЕРАТУРЫ

1. Браун У.Ф. Микромагнетизм. М., 1974.
2. Aharoni A, Shtrikman S. Magnetization curve of the infinite cylinder // Phys. Rev. 1958. V.109. № 5. P.1522–1528.
3. Баранов С.А. Магнитные свойства микропровода с тонкой жилой // Эффекты Баркгаузена и аналогичные физические явления. Ижевск, 1995. С.12–14.
4. Antonov A., Dykhne A., A. Lagar'kov A., Usov N. Structure of 90° domain wall in Co based amorphous wire // Phys. A. 1997. V. 241. P. 425–427.
5. Баранов С.А. Изучение электрохимических и термопластических процессов, участвующих в формировании магнитной структуры микропровода // Электронная обработка материалов. 2002. № 3. С. 84–86.
6. Баранов С.А., Бержанский В.Н., Зотов С.К. и др. Ферромагнитный резонанс в аморфных магнитных проводах // ФММ. 1989. Т. 67. Вып.1. С. 73–78.
7. Acher O., Jacquot P.-M., Boscher C.H.F. Magnetic properties of Co-based amorphous microwire // IEEE Translation on magnetic. (1994). V. 30. № 6. P. 4542–4544.
8. Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. К., 1983. С. 149–151.

Поступила 07.07.04

Summary

The effect of the residual quenching stresses on the magnetization distribution in thin cast amorphous microwire in zero magnetic field is studied. The cast amorphous microwire has total magnetization in zero magnetic fields and does not have curling and buckling mode.