05

Поле вектора намагниченности одноосной ферромагнитной пленки

© Л.И. Антонов, А.С. Жукарев, П.А. Поляков, Д.Г. Скачков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия
e-mail: lev@genphys.phys.msu.ru

(Поступило в Редакцию 11 августа 2003 г.)

Исследуются различные аналитические модели для поля вектора намагниченности $\mathbf{B}_m$ одноосной ферромагнитной пленки. Установлено, что некоторые аналитические модели с хорошей точностью можно использовать для приближенного описания $\mathbf{B}_m$ даже для материалов с фактором качества порядка единицы.

При теоретическом описании магнитных состояний и процессов в ферромагнетиках важно знать распределение вектора намагниченности или составляющих это распределение полей $\mathbf{B}_m$ или $\mathbf{H}_m$ [1]. Для описания этих распределений используют упрощающие модели, позволяющие, в частности, получить аналитическое представление поля $\mathbf{B}_m$ или $\mathbf{H}_m$, что особенно важно при решении прикладных задач. Несмотря на то, что полученные из упрощенных моделей результаты имеют ограниченное значение, очень часто их применение носит расширенный характер, без указаний на ошибки, которые при этом возникают.

Данная работа посвящена описанию поля вектора намагниченности $\mathbf{B}_m$ в магнитной пленке с анизотропией типа „легкая ось“. В простой модели с уединенной доменной стенкой (ДС), разделяющей два полубесконечных домена с намагниченностью перпендикулярной плоскости пленки (ось z), поле размагничивания эквивалентно магнитному полю создаваемому бесконечно длинной полоской шириной h (h — толщина пленки) с током $J_y = 2Mh$ в направлении оси y, т.к. намагниченность на этой плоскости испытывает скачок, равный $2M$. Для точек лежащих в середине ДС это поле равно [2, № 3.2.1, с. 77]

$$B_{mx}(z) = 4M \ln \frac{z + h/2}{z - h/2}, \qquad (1)$$

$$B_{mz}(z) = 0.$$

Рассмотренная модель имеет существенный недостаток — расходимость поля B_{mx} на поверхности пленки. Знание этого поля необходимо, например, для вычисления „скрученности“ намагниченности в ДС.

Для устранения этого недостатка необходимо учитывать распределение намагниченности в ДС. Пусть ДС имеет ширину Δ. Поле $\mathbf{B}_m$ в такой модели эквивалентно полю, созданному двумя бесконечными полосками шириной h, находящимися на расстоянии Δ друг от друга с однонаправленными токами $J_y = Mh$. Выражение для поля B_{mx} в середине ДС имеет вид

$$B_{mx}(z) = 2M \ln \frac{(z + h/2)^2 + \Delta^2/4}{(z - h/2)^2 + \Delta^2/4}. \qquad (2)$$

Предполагая линейное изменение намагниченности внутри ДС от $-M$ до M и разбивая ДС на множество слоев dx шириной h с токами $di = Mdx$ для поля B_{mx}, получим [3]

$$B_{mx}(z) = 2M \ln \frac{(z + h/2)^2 + \Delta^2}{(z - h/2)^2 + \Delta^2} + 4M \frac{(h/2 + z)}{\Delta} \operatorname{arctg} \frac{\Delta}{(h/2 + z)} - 4M \frac{(h/2 - z)}{\Delta} \operatorname{arctg} \frac{\Delta}{(h/2 - z)}.$$

Полагая распределение намагниченности по Ландау–Лифшицу $((M_z = M \operatorname{th}(x/\Delta))$ и разбивая ДС на множество слоев dx шириной h с токами $di = Md(\operatorname{th}(x/\Delta))$, для поля B_{mx} получим

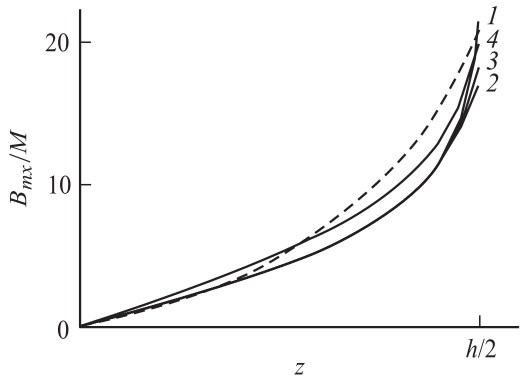
$$B_{mx}(z) = 2M \int\limits_0^\infty \frac{1}{\operatorname{ch}^2(x/\Delta)} \ln \frac{(z + h/2)^2 + x^2}{(z - h/2)^2 + x^2} \frac{dx}{\Delta}. \qquad (3)$$

Для периодической последовательности доменных стенок поле $\mathbf{B}_m$ можно получить, если предположить, что $\Delta \ll d$, где d — период структуры. Для B_{mx} в середине ДС для такой структуры

$$B_{mx}(z) = B^1_{mx} + 2M \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \ln \frac{(z + h/2)^2 + (nd/2)^2}{(z - h/2)^2 + (nd/2)^2}, \qquad (4)$$

где B^1_{mx} — поле размагничивания одиночной ДС.

Для искривленной ДС, возникающей в динамических процессах, поле $\mathbf{B}_m$ имеет компоненту B_{mz} отличную от нуля. Выражение для $\mathbf{B}_m$ можно получить, полагая поле эквивалентным полю от токов, текущих по искривленным поверхностям $q(z) - \Delta/2$ и $q(z) + \Delta/2$, где $q(z)$ —



Поле B_{mx}, вычисленное по формулам (1)–(4) и получаемое методом динамического установления для скрученной ДС (пунктир).

координата центра ДС,

$$B_{mx}(z) = 2M \int\limits_{-h/2}^{h/2} \left[\frac{(z - z')}{(z - z')^2 + \big(q(z) - q(z') + \Delta/2\big)^2} + \frac{(z - z')}{(z - z')^2 + \big(q(z) - q(z') - \Delta/2\big)^2} \right] dz',$$

$$B_{mz}(z) = 2M \int\limits_{-h/2}^{h/2} \left[\frac{(q(z) - q(z') + \Delta/2)}{(z - z')^2 + \big(q(z) - q(z') + \Delta/2\big)^2} + \frac{(q(z) - q(z') - \Delta/2)}{(z - z')^2 + \big(q(z) - q(z') - \Delta/2\big)^2} \right] dz'.$$

Современные численные методы позволяют решать в рамках микромагнитной теории строгую задачу о распределении вектора намагниченности как в уединенной ДС [4], так и в периодической доменной структуре [5] с любой, наперед заданной точностью и вычислять поле $\mathbf{B}_m$ [6].

На рисунке приведено сравнение результатов вычисления поля B_{mx} по формулам (1)–(4) с результатами вычисления этого поля численным методом динамического установления [5]. По вертикальной оси отложена компонента поля B_{mx} в единицах M, по горизонтальной оси — координата z от середины пленки до ее поверхности. Параметры пленки: $Q = K/2\pi M^2 = 2$, толщина $h = 10l$ и период структуры намагниченности $d = 11l$, где $l = (AK)^{1/2}/\pi M$ — характеристическая длина пленки, K и A — постоянные анизотропии и неоднородного обменного взаимодействия соответственно.

Из рисунка видно, что значения поля B_{mx}, полученные по формулам (1)–(4), качественно соответствуют полю B_{mx}, полученному численным методом. Среднее отклонение значения поля, вычисленного по формуле (4), от значения поля, получаемого численным методом, меняется от 18% для $Q = 4$ до 45% для $Q = 1$. Таким образом, использование аналитических формул для приближенного описания $\mathbf{B}_m$ вполне оправдано даже для материалов с фактором качества порядка единицы.

Список литературы

[1] *Антонов Л.И., Больных И.К., Дурасова Ю.А.* и др. Препринт МГУ им. М.В. Ломоносова. № 1 / 2000. М., 2000. 40 с.
[2] *Антонов Л.И., Деденко Л.Г., Матвеев А.Н.* Методика решения задач по электричеству. М.: Изд-во МГУ, 1982. 168 с.
[3] *Лисовский Ф.В.* Физика цилиндрических магнитных доменов. М.: Сов. радио, 1979, 192 с.
[4] *Антонов Л.И., Осипов С.Г., Хапаев М.М.* // ФММ. 1983. Т. 55. № 5. С. 917–922.
[5] *Антонов Л.И., Терновский В.В., Хапаев М.М.* // ФММ. 1989. Т. 67. № 1. С. 55–57.
[6] *Антонов Л.И., Миронова Г.А., Лукашева Е.В.* и др. Препринт МГУ им. М.В. Ломоносова. № 2 / 1999. М., 1999. 64 с.