ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2020, том 84, № 5, с. 719–722

УДК 537.61

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ И РАСЧЕТ МЕРЫ ЭТОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

М. А. Пятаков[1, *], П. А. Поляков[1], Н. Е. Русакова[1]

[1]Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", физический факультет, Москва, Россия

*E-mail: f33261033444444@yandex.ru

Поступила в редакцию 02.12.2019 г.
После доработки 23.12.2019 г.
Принята к публикации 27.01.2020 г.

Произведен расчет силы взаимодействия полосок, выполненных из ферромагнитного материала, с бесконечным листом ферромагнетика. Построена соответствующая зависимость силы от расстояния между полосками. Определено максимальное значение этой силы, а также расстояние, при котором достигается максимум.

DOI: 10.31857/S0367676520050282

ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных задач современной физики магнитных явлений является исследование новых свойств постоянных магнитов сложной конфигурации, использующихся при производстве, например, генераторов, приборов радиоэлектроники, а также способы выявления дефектов при создании (трещин), поиск причин их появления [1]. Важным направлением исследования является создание постоянных магнитов, обладающих максимальной силой сцепления с ферромагнитным материалом.

К числу наиболее перспективных постоянных магнитов относятся спеченные магниты на основе $Nd_2Fe_{14}B$, в целом обладающие наилучшими магнитными параметрами [2].

Пленочные или полосовые микромагниты микронной или даже нанометровой толщины широко используются в активно развивающейся области – спинтронике [3, 4]. Магнитные пленки применяются, например, для создания наноэлементов для спиновой логики [5], в частности спин-туннельных магниторезистивных элементов [6, 7].

Отметим, что сила взаимодействия с ферромагнетиком тонких полосок, выполненных также из ферромагнитного материала, уменьшается с уменьшением их толщины h, и формально при стремлении h к нулю эта сила стремится к нулю. Целью данной работы является теоретический анализ силы взаимодействия тонких пленочных постоянных магнитов с ферромагнетиком и разработка форм новых неоднородных магнитов в виде тонких пленок с оптимальной силой взаимодействия.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим неоднородный пленочный материал, состоящий из длинных тонких полосок микронной ширины, находящихся на некотором расстоянии b друг от друга. Поместим такую систему полосок над бесконечным ферромагнетиком на расстоянии a. Будем считать, что ферромагнитный материал, над которым находятся полоски, обладает большой магнитной проницаемостью (например, для железа $\mu \sim 10^4$ [8]). Поэтому приближенно будем рассматривать его как материал с бесконечной μ. В этом случае для расчета взаимодействия магнитных полосок с ферромагнетиком можно воспользоваться методом изображений, заменив расчет силы взаимодействия полосок с ферромагнетиком на расчет силы взаимодействия этих полосок с их магнитостатическим изображением относительно плоской поверхности ферромагнетика (рис. 1). В результате задача сводится к вычислению взаимодействия двух решеток магнитных полосок, находящихся на расстоянии $2a$ друг от друга.

Будем полагать, что поперечные размеры полосок много меньше расстояния $2a$, так что полоски можно заменить линейными диполями и рассматривать силу взаимодействия между ними.

Для расчета искомой силы достаточно рассмотреть только ее вертикальную составляющую, так как все моменты ориентированы одинаково по вертикальной оси (вверх). А также нет смысла рассматривать взаимодействие всех моментов.

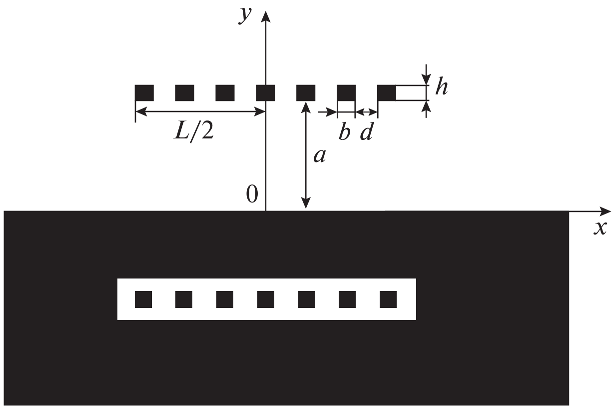

Рис. 1. Структура для расчета взаимодействия системы ферромагнитных полосок и плоского бесконечного ферромагнитного слоя (метод изображений).

Достаточно рассмотреть силу взаимодействия одного момента, лежащего на оси Oy, со всеми изображениями. А для расчета суммарной силы необходимо просто учесть количество полосок. Считаем количество полосок равным $2N + 1$ (N по каждую сторону от вертикальной оси).

Вектор индукции двумерного диполя определяется выражением:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{2\pi}\left(-\frac{\vec{p}}{R^2} + \frac{2\left(\vec{p}\cdot\vec{R}\right)\cdot\vec{R}}{R^4}\right), \tag{1}$$

где $\vec{R}$ – вектор, проведенный от диполя в точку, где считается поле, $\vec{p}$ – магнитный дипольный момент единицы длины. Пусть $\vec{R}_{n1}$ – вектор, проведенный из центра сечения n-го изображения в центр сечения первой полоски. Тогда пондеромоторная сила взаимодействия между диполями будет равна [9]

$$\overrightarrow{F_{p_1p_n}} = \left(\overrightarrow{p_1}\cdot\nabla_{\vec{r}_1}\right)\overrightarrow{B_{p_n}}, \tag{2}$$

где

$$\overrightarrow{B_{p_n}} = \left(\overrightarrow{p_1}\cdot\nabla_{\vec{r}_1}\right)\frac{\mu_0}{2\pi}\left(\frac{2\left(\overrightarrow{p_n}\cdot\overrightarrow{R_{n1}}\right)}{{R_{n1}}^4} - \frac{\overrightarrow{p_{n1}}}{{R_{n1}}^2}\right). \tag{3}$$

Учитывая, что $\overrightarrow{p_n} = \overrightarrow{p_1} = \{0; p_y\} = \{0; p\}$, находим:

$$\begin{gathered} F_{p_1p_n,y} = p\frac{\partial}{\partial y_1}\frac{\mu_0}{2\pi}\times \\ \times\left(\frac{2p_n(y_1-y_n)(y_1-y_n)}{\left[(x_1-x_n)^2+(y_1-y_n)^2\right]^2} - \right. \\ \left. - \frac{p_n}{\left[(x_1-x_n)^2+(y_1-y_n)^2\right]}\right). \end{gathered} \tag{4}$$

Дифференцируя, получим

$$\begin{gathered} F_{p_1p_n,y} = \frac{\mu_0}{2\pi}p_1p_n\left(\frac{2\cdot 2\cdot(y_1-y_n)}{{R_{n1}}^4} - \right. \\ - \frac{2\cdot(y_1-y_n)^2\cdot 2\cdot 2\cdot(y_1-y_n)}{{R_{n1}}^6} - \\ \left. - \frac{(-1)\cdot 2\cdot(y_1-y_n)}{{R_{n1}}^4}\right) = \frac{\mu_0}{2\pi}p_1p_n\times \\ \times\left(\frac{6(y_1-y_n)}{\left[(x_1-x_n)^2+(y_1-y_n)^2\right]^2} - \right. \\ \left. - \frac{8(y_1-y_n)^3}{\left[(x_1-x_n)^2+(y_1-y_n)^2\right]^3}\right). \end{gathered} \tag{5}$$

Принимая во внимание, что

$$x_1 - x_n = (n-1)(b+d), \tag{6}$$

$$y_1 - y_n = 2a + h,\ \ \forall n: p_n = p. \tag{7}$$

Суммируя, получим:

$$\begin{gathered} F_{p,y} = 2\sum_{n=2}^{N}F_{p_1p_n,y} + F_{p_1p_n,y} = \frac{2p^2\mu_0}{2\pi(2a+h)^3}\times \\ \times\left(\sum_{n=2}^{N}\left(\frac{6}{\left[1+\left(\frac{(n-1)(b+d)}{(2a+h)}\right)^2\right]^2} - \right.\right. \\ \left.\left. - \frac{8}{\left[1+\left(\frac{(n-1)(b+d)}{(2a+h)}\right)^2\right]^3}\right) - 1\right). \end{gathered} \tag{8}$$

Выражение (8) дает силу взаимодействия одной полоски со всеми изображениями, приходящуюся на единицу длины полоски.

Если L – ширина решетки полосок (рис. 1), то количество полосок по одну сторону от вертикальной оси, пренебрегая одной полоской по сравнению с $2N + 1$ равно:

$$N = \frac{L}{2(b+d)}. \tag{9}$$

Тогда для числа полосок на единицу длины находим:

$$\frac{N}{L} = \frac{1}{2(b+d)}. \tag{10}$$

Сила на единицу площади полосок с учетом их количества, равного $2N + 1$, из формулы (9) получается равной:

$$\overline{\overline{F_{p,y}}} = (2N + 1)\,\overline{F_{p,y}}. \quad (11)$$

Введем безразмерные параметры

$$t = \frac{b}{2a + h},\ \ v = \frac{d}{2a + h}. \quad (12)$$

Получим безразмерную проекцию силы, действующей на единицу площади одной полоски $\overline{F_{p,y}}$. Умножим и разделим (9) на $2a + h$, учтем, что $b + d = (2a + h)(t + v)$, т.е. $\frac{2a + h}{b + d} = \frac{1}{t + v}$. Заменим индекс суммирования $k = n - 1$. Имеем следующее:

$$\overline{F_{p,y}} = \frac{1}{t + v}\frac{2p^2\mu_0}{2\pi(2a + h)^4}\times$$
$$\times\sum_{k=1}^{N-1}\left[\left(\frac{6}{\left(1 + k^2(t + v)^2\right)^2} - \frac{8}{\left(1 + k^2(t + v)^2\right)^3}\right) - 1\right]. \quad (13)$$

Введем безразмерную силу

$$\overline{F_{p,y}^{\text{безр}}} = \frac{\overline{F_{p,y}}}{\dfrac{\mu_0}{2\pi}\dfrac{p^2}{(2a + h)^4}}. \quad (14)$$

Тогда выражение (13) примет вид:

$$\overline{F_{p,y}^{\text{безр}}} = \frac{2}{t + v}\times$$
$$\times\sum_{k=1}^{N-1}\left[\left(\frac{6}{\left(1 + k^2(t + v)^2\right)^2} - \frac{8}{\left(1 + k^2(t + v)^2\right)^3}\right) - 1\right]. \quad (15)$$

Итак, формула (15) – выражение для безразмерной проекции силы, действующей на единицу площади одной полоски, с учетом количества полосок.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлен график зависимости силы (15) от безразмерного параметра t, рассчитанный для $\nu = 0.01$.

Из графика видно, что сила имеет максимальное по модулю значение при определенных параметрах решетки магнитных полосок (рис. 1). В результате численных расчетов установлено, что сила взаимодействия (15) имеет максимальное значение

$$\overline{F_{p,y}^{\text{безр},\,max}} = -0.8154 \quad (16)$$

при

$$t = 1.7347. \quad (17)$$

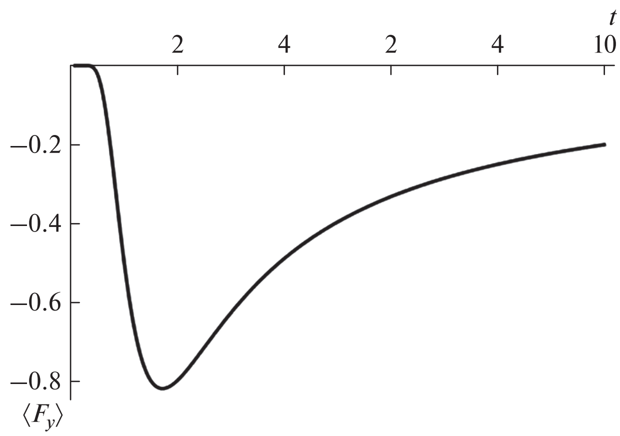

Рис. 2. Зависимость силы взаимодействия решетки магнитожестких полосок от расстояния между ними.

Сравним силу взаимодействия решетки полосок с силой взаимодействия сплошной магнитной пленки такой же толщины h и находящейся на расстоянии a от плоской бесконечной ферромагнитной среды. Рассмотрим сплошную магнитную пленку в форме квадратной пластинки со стороной q. Тогда, решая систему уравнений магнитостатики, несложно получить выражение для силы взаимодействия, приходящейся на единицу площади

$$f_2 = \frac{\mu_0 M^2 h^2}{2\pi}\frac{2}{aq}. \quad (18)$$

Выражение для размерной максимальной силы взаимодействия решетки магнитных полосок, приходящейся на единицу площади, согласно соотношениям (10), (14), (15) при значениях $\nu = 0.01$, (16) и (17)

$$f_1 = \frac{\mu_0 M^2 h^4}{2\pi(2a + h)^4}\left|\langle F\rangle_y^{max}\right|. \quad (19)$$

Находим отношение, учитывая, что минимальное сближение полосок, при котором еще справедливо дипольное приближение, возможно до расстояния $a \sim h$ (пусть $q = 1$ см, $h = 20$ мкм):

$$\delta = \frac{f_1}{f_2} = \frac{0.8\cdot\dfrac{h^4}{(2a + h)^4}}{\dfrac{4h^2}{2aq}} = \frac{0.8\cdot\dfrac{1}{3^4}}{\dfrac{4h}{2q}} = \frac{0.4}{3^4}\cdot\frac{q}{h}. \quad (20)$$

Итого:

$$\delta = \frac{4}{810}\cdot\frac{0.01}{20\cdot 10^{-6}} = \frac{4\cdot 500}{810} \approx 2.47 \sim 3. \quad (21)$$

Таким образом, получаем, что сила взаимодействия магнитожесткой намагниченной пленки с отверстиями может значительно превосходить силу взаимодействия аналогичной сплошной магнитожесткой пленки. Отметим, что сила магнитного взаимодействия решетки намагниченных полосок (19) значительно быстрее убывает с расстоянием, как $\sim(h/a)^4$, по сравнению с аналогичной силой сплошной намагниченной пленки (18), которая убывает с расстоянием как $\sim(h/a)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Каменская Н.И., Сеин В.А., Зверева М.И.* // МиТОМ. 2017. № 4. С. 37; *Kamenskaya N.I., Zvereva M.I., Sein V.A.* // MSAT. 2017. V. 59. № 3–4. P. 232.
2. *Самофалов В.Н., Белозоров Д.П., Равлик А.Г.* // УФН. 2013. Т. 183. № 3. С. 287; *Samofalov V.N., Ravlik A.G., Belozorov D.P.* // Phys. Usp. 2013. V. 56. № 3. P. 269.
3. *Бадаев А.С., Чернышов А.В.* Физические основы микроэлектроники. Ч. 1. Физические свойства твердых тел. Воронеж: ВГТУ, 2011. 294 с.
4. *Огнев А.В., Самардак А.С.* // Вестник ДВО РАН. 2006. № 4. С. 70.
5. *Касаткин С.И., Муравьев А.М., Амеличев В.В., Костюк Д.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 8. С. 1136; *Kasatkin S.I., Murav'ev A.M., Amelichev V.V., Kostyuk D.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. № 8. P. 1023.
6. *Амеличев В.В., Беляков П.А., Васильев Д.В. и др.* // ЖТФ. 2017. Т. 87. № 8. С. 1268; *Amelichev V.V., Belyakov P.A., Vasil'ev D.V. et al.* // Tech. Phys. Russ. J. Appl. Phys. 2017. V. 62. № 8. P. 1281.
7. *Поляков П.А., Поляков О.П., Касаткин С.И., Амеличев В.В.* // Датчики и системы. 2017. № 2. С. 40.
8. Таблицы физических величин. Справочник. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
9. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2016. 656 с.