УДК 538.22.1

МАГНИТНОЕ ПОСЛЕДЕЙСТВИЕ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ С МАЛОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ДЕФЕКТОВ

В.И.Финохин

Как известно, одной из причин эффектов магнитного последействия в ферромагнетиках являются разного рода дефекты [1-10]. Создаваемый дефектами потенциальный рельеф может приводить к появлению множества стационарных конфигураций доменных границ (ДГ), области устойчивости которых перекрываются. Вследствие этого состояние доменной структуры (ДС) зависит не только от мгновенного значения внешнего магнитного поля но и его значений в предшествующие моменты времени, что приводит к гистерезису, магнитной вязкости, дезаккомодации [3-9].

В данной работе рассматривается влияние точечных дефектов на намагничивание тонких магнитных пленок в медленно меняющемся внешнем магнитном поле. Расположение дефектов предполагается случайным и не зависящим от времени, а их плотность – достаточно малой, так, что влияние каждого дефекта может учитываться независимо.

Для определенности, будем рассматривать полосовую ДС с антипараллельной ориентацией намагниченности в соседних доменах и введем в плоскости пленки систему координат, ось OX которой ориентирована вдоль ДГ невозмущенной ДС. Учитывая малость взаимодействия ДГ с дефектами, ограничимся квадратичным по отклонениям ДГ от положения равновесия приближением и запишем функцию Лагранжа ДС в виде:

$$
\begin{aligned}
L = \frac{\mu h}{2}\sum_i \int dx\left(\frac{\partial u_i}{\partial t}\right)^2 - \frac{\sigma h}{2}\sum_i \int dx\left(\frac{\partial u_i}{\partial x}\right)^2 - \\
-\frac{gh}{2}\sum_i \int dx\left(u_i(x)-q_i\right)^2 - \sum_{ij} V(u_i(p_{jx})-p_{jy})
\end{aligned}
\tag{1}
$$

где первое слагаемое описывает кинетическую энергию ДГ, второе – поверхностную энергию, третье – магнитодипольное взаимодействие и взаимодействие с внешним магнитным полем, последнее – взаимодействие ДГ с дефектами; μ – поверхностная плотность массы ДГ, h – толщина пленки, σ – поверхностная энергия ДГ, $u_i(x)$ - положение i -й границы в точке x, q_i – определяемое мгновенным значением $\vec{H}$ равновесное положение i-й границы невозмущенной ДС, $V(r)$ – потенциал взаимодействия ДГ с дефектом, $\vec{p}_j$ – координаты дефектов.

Поскольку в рассматриваемом приближении функция Лагранжа распадается на сумму независимых слагаемых, в пределе малой плотности дефектов, задача сводится к изучению поведения изолированной ДГ в поле дефектов.

Обозначим через $f(\vec{z})$ вероятность того, что ДГ захвачена дефектом, расположенным в точке $\vec{z}$. В рассматриваемом случае эволюция $f(\vec{z})$ определяется уравнением:

$$
\frac{\partial f(z)}{\partial t} = \left(1-f(z)\right)P^+(z) - f(z)P^-(z) \tag{2}
$$

где $P^+(z), P^-(z)$ вероятности захвата ДГ дефектом и срыва ДГ с дефекта расположенного в точке $\vec{z}$ соответственно.

Среднее расстояние между дефектом, захватившем ДГ и равновесным положением ДГ определяется выражением:

$$
\langle z\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} |x| f(x)dx \tag{3}
$$

Тогда, для среднего расстояния между дефектами – l, захватившими ДГ, имеем:

$$
l = 1/\rho\langle z\rangle \tag{4}
$$

С другой стороны, согласно (2), равновесная форма ДГ захваченной дефектом, расположенным в точке $\vec{z}$, имеет вид:

$$u(x) = u(z_y)\exp\left(\frac{|x - z_z|}{\lambda}\right) \tag{5}$$

где $\lambda = \sqrt{\sigma / g}$.

Таким образом, взаимной корреляцией дефектов можно пренебречь при условии, что

$$\sqrt{\frac{\sigma}{g}}\rho\langle z\rangle << 1 \tag{6}$$

Потенциал взаимодействия выберем в виде

$$V(x) = \begin{cases} \frac{b}{2}\left(\frac{x^2}{r_d^2} - 1\right) & ,x < r_d \\ 0 & ,x \geq r_d \end{cases} \tag{7}$$

При комнатных температурах ($b/T >> 1$) вероятности переходов P_i^+ , P_i^- , для потенциала (7), определяются следующими выражениями:

$$P_i^+ = \frac{\sigma h\varepsilon^2}{\beta}\left(\frac{b}{T}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{\sigma\varepsilon}{T}\left(z_{iy} - R\right)^2\right) \tag{8}$$

$$P_i^- = \sqrt{\frac{\sigma h\varepsilon^3 b}{\beta r_d^2}}\left(\frac{b}{T}\right)\exp\left(-\frac{b}{T}\right) \tag{9}$$

где $R(t)$ – равновесное положение ДГ в отсутствие дефектов.

Суммируя (2) по координатам всех дефектов, получим

$$\frac{\partial f_0}{\partial\tau} = -\left[1 + \sum_i \exp\left(\lambda - k(z_{ix})(z_{iy} - r(t))^2\right)\right] + 1\,, \tag{10}$$

где

$$f_0 = 1 - \sum_i f(z_i)\,, \qquad \tau = P^- \cdot t\,, \qquad \lambda = \frac{1}{2}\ln\left(1 + \frac{b}{\sigma hkr_d^2}\right).$$

Здесь учтено что P^- не зависит от $\vec{z}_i$.

Поскольку время релаксации конечно, без ограничения общности можем считать, что при $t \to -\infty$ система находилась в состоянии равновесия. Тогда решение уравнения (10) может быть представлено в виде

$$f(t) = \int_{-\infty}^{t} d\omega \exp\left\{\omega - \int_{\omega}^{t}\sum_i \exp\left[\lambda - k(z_{iy} - r(\tau))^2\right]d\tau\right\} \tag{11}$$

Усредняя входящую в подынтегральное выражение экспоненту по случайному распределению дефектов, получим

$$\left\langle \exp\left\{-\int_{\omega}^{t}\sum_i \exp\left[\lambda - k(z_{iy} - r(\tau))^2\right]d\tau\right\}\right\rangle =$$

$$= \sum_k \exp(-\rho L)\frac{(\rho L)^k}{k!}\left[\frac{1}{L}\int_{-L/2}^{L/2} d\chi \exp\left[-\int_{\omega}^{t}\exp\left[\lambda - k(z_{iy} - r(\tau))^2\right]d\tau\right]\right]^k = \tag{12}$$

$$= \exp\left\{-\rho\int_{-\infty}^{\infty} dx\left[1 - \exp\left(-\int_{\omega}^{t} d\tau \exp\left(\lambda - k(x - r(\tau))^2\right)\right)\right]\right\}$$

Интегрированием по частям интеграл в показателе экспоненты преобразуется к виду

$$2\lambda\rho\sqrt{\frac{\lambda}{k}}\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\xi\xi\exp\left(-\int\limits_{\omega}^{t}d\tau\exp\left(\lambda-k(x-r(\tau))^2\right)\right)\times$$
$$\times\int\limits_{\omega}^{t}d\tau_1(\xi-\zeta)\exp\left(\lambda-k(x-r(\tau_1))^2\right) \tag{13}$$

где введены обозначения:

$$\xi=\sqrt{\frac{k}{\lambda}}x\,,\;\zeta(t,x)=\sqrt{\frac{k(x)}{\lambda}}r(t)\,.$$

Нетрудно видеть, что при больших λ подынтегральное выражение в (13) имеет два резких максимума. Тогда, используя стандартные асимптотические методы, в пределе больших λ, получим

$$\left\langle f_0(t)\right\rangle=\int\limits_{-\infty}^{t}d\omega\exp\left\{\omega-\rho\sqrt{\frac{\lambda}{\varepsilon}}\left[2+\frac{1}{2\lambda}\ln\left[\int\limits_{\omega}^{t}d\tau_1\exp\left(2\lambda\zeta(\tau_1,x)\right)\right]\right]\right.$$
$$\left.\times\left[\int\limits_{\omega}^{t}d\tau_2\exp\left(-2\lambda\zeta(\tau_2,x)\right)\right]\right\} \tag{14}$$

Отсюда, в случае, когда $\dot{\zeta}=v=const$, на временах $t>>1/\sqrt{\varepsilon\lambda v}$, находим

$$\left\langle f_0\right\rangle=\frac{\exp\left(-2\rho\sqrt{\frac{\lambda}{\varepsilon}}\right)}{1+\sqrt{\frac{\lambda}{\varepsilon}}\rho|v|} \tag{15}$$

Рассмотрим теперь связанное с дефктами изменение восприимчивости образца, в полях меньших поля коэрцитивности. В данном случае величина поля коэрцитивности определяется выражением [2]

$$H_{c2}=\frac{\varepsilon}{2M}\frac{b}{r_d} \tag{16}$$

Пользуясь уравнениями движения ДГ, нетрудно показать, что относительное изменение восприимчивости образца вызываемое одним дефектом,на частотах меньших частоты резонанса ДГ, имеет вид

$$\Delta\chi=-\frac{2\chi_0}{\varepsilon L}$$

где L – суммарная длина ДГ. Тогда, пользуясь (15), для восприимчивости образца находим

$$\chi=\chi_0\left(1-\frac{2\sqrt{\lambda}\rho v}{\varepsilon p}\frac{\exp(-2\rho\sqrt{\frac{\lambda}{\varepsilon}})}{1+\sqrt{\frac{\lambda}{\varepsilon}}\rho v}\right) \tag{17}$$

В заключение отметим, что в отличие от диффузионного механизма, рассмотренный механизм приводит к уменьшению восприимчивости с увеличением скорости ДГ. В частности, это объясняет экспериментально наблюдаемый в некоторых материалах эффект смены знака дезаккомодации [4].

РЕЗЮМЕ

Розглянуто вплив випадково розподілених крапкових дефектів на процес намагнічування тонких магнітних плівок, у повільно мінливому однорідному магнітному полі. Отримано вирази що описують залежності намагніченості й сприйнятливості зразка в граничному випадку малої щільності дефектів.

SUMMARY

The influence of random distributed point defects on process magnetization of thin magnetic films in a slowly varying homogeneous magnetic field is considered. The expressions that describe dependences of a magnetization and susceptibility of a sample in an extreme case of small density of flaws are received.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вонсовский С.В. Магнетизм / С.В.Вонсовский. – М.: Наука, 1977. – С.1032.
2. Крупичка С. Физика ферритов / С.Крупичка. – М.: Мир, 1976. – С.504.
3. Григоренко А.Н. Магнитные микродеффекты в «бездефектных» феррит-гранатовых пленках / А.Н.Григоренко, С.А.Мишин, Е.Г.Рудашевский // ФТТ. – 1988. – т.30, №10. – С.2948-2954.
4. Foldeaki M. The behaviour of the imaginary component of the magnetic suscaptibilitz in disaccomodation experiments / M.Foldeaki, G.Higelin, L.Koszegi, B.Schuendemunn, F.Walz // J.Magn.Magn.Mater. – 1985. – v.46, №3. – P.330-338.
5. Berotti G. Langevin and Fokker-Planck equation with non conventional boundary conditions for the description of domain wall dynamics in ferromagnet systems / G.Berotti // Phys.Rev.B. – 1989. – V. 39. – P. 10-17.
6. Zapperi S. Stationary motion of a domain wall in the presense of an in plane magnetic field in a buble garnet film / S.Zapperi, P.Cizeau, G.Durin, E.Stanley // Phys. Rev. B. – 1998. – V. 58. – P. 6353-6355.
7. Mayergoyz I.D. Mathematical models of hysteresis / I.D.Mayergoyz. – New York etc.:Springer, 1991. – 207 c.
8. Bertotti G. Stochastic approach to domain wall dynamics and ferromagnetic hysteresis / G.Bertotti, I.D.Mayergoyz, V.Basso, A.Magni // Phys. Rev. E. – 1999. – V.60. – P. 1428-1432.
9. Leighton C. Thickness-dependent coercive mechanisms in exchange-biased bilayers / Leighton C., Fitzsimmons M.R., Hoffmann A., etc.// Phys. Rev. B, 2002, **65**, 064403.
10. Boukari S. Dynamic magnetization reversal in CoPt3 dots: Magnetic force microscopy measurements at remanence / S.Boukari, J.Venuat, A.Carvalho, D.Spor, J.Arabski // Phys. Rev. B., 2008, 77, 054416.

Поступила в редакцию 15.10.2009 г.