

ТЕРМОАКТИВАЦИОННАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ МОД ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ СВЕРХТОНКИХ НАНОЧАСТИЦ

А.Ф.Попков, Л.Л.Савченко*, Н.В.Воротникова[†]

Государственный НИИ физических проблем им.Ф.В.Лукина
103460 Москва, Россия

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, 119899 Москва, Россия

[†]Физико-технический институт РАН, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 марта 1999 г.

Проведено исследование влияния тепловых флуктуаций на процессы перемагничивания сверхтонких магнитных частиц на основе численного решения уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта с учетом термоактивационного флуктуационного поля. Показано, что имеется область магнитных и геометрических параметров для наночастиц, в которой возникает сильная скачкообразная неустойчивость критического поля перемагничивания, связанная с термоактивационным преобразованием конфигураций намагниченности вдали от порога переключения. Описываемый механизм термонестабильности актуален для частиц существенно больших размеров, чем в случае одномодовой неустойчивости Нееля-Брауна.

PACS: 68.60.Dv, 75.60.Ej

Вопрос о термостабильности намагничивания малых магнитных частиц является одной из фундаментальных проблем микромагнетизма [1, 2]. Он особенно актуален для магнитной микроэлектроники в связи со снижением характерных размеров. Так, например, термонестабильность Нееля – Брауна [2] плоских наночастиц ограничивает предельную информационную плотность продольной записи на магнитном диске и делает предпочтительной вертикальную [3, 4]. Критические размеры частицы при одномодовой неустойчивости Нееля – Брауна определяются отношением тепловой энергии $k_B T$ к плотности энергии u , задающей энергетический барьер перемагничивания: $V \sim k_B T/u$. Однако задолго до достижения критического объема в тонкой частице можно ожидать возникновения многомодовой неустойчивости переключения, связанной с наличием альтернативных магнитных конфигураций, обусловленных влиянием краев пленки, которые описаны, например, в [5]. Каждая мода перемагничивания характеризуется своим порогом переключения. Мы покажем, что включение тепловых флуктуаций может приводить к случайному преобразованию магнитных конфигураций как во время переключения, так и вдали от порога перемагничивания – в области, где энергетический барьер, разделяющий разные модовые состояния, мал. Как следствие, это приводит к очень сильному разбросу полей переключения задолго до возникновения супер-парамагнетизма Нееля – Брауна. Указанный механизм неустойчивости может оказаться существенным, в частности, в наноразмерных элементах разрабатываемой магниторезистивной памяти.

Для исследования процессов перемагничивания сверхтонких наночастиц численно решались уравнения Ландау – Лифшица, записанные в форме Гильберта:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}] - \frac{\alpha \gamma}{M} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}]], \quad (1)$$

где \mathbf{M} – вектор намагниченности; M , γ и α – намагниченность насыщения, гиромагнитное отношение и параметр затухания Гильберта, соответственно; \mathbf{H}^{eff} – эффективное магнитное поле, задаваемое суммой полей:

$$\mathbf{H}^{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{H}^m + \mathbf{H}^{anis} + \mathbf{H}^{exch} + \mathbf{H}^{fl}, \quad (2)$$

где \mathbf{H} – внешнее магнитное поле;

$$\mathbf{H}^m(\mathbf{r}) = - \int_V \operatorname{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}' + \int_S (\mathbf{M}(\mathbf{r}') \mathbf{n}_s) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dS$$

– магнитоэстатическое поле, \mathbf{r} – радиус-вектор точки в слое, V и S – объем и поверхность частицы, \mathbf{n}_s – вектор нормали к ее границе; $\mathbf{H}^{anis} = \frac{2K}{M^2} (\mathbf{M}, \mathbf{n}) \mathbf{n}$ – поле одноосной анизотропии, K – константа анизотропии, \mathbf{n} – единичный вектор вдоль легкой оси намагничивания; $\mathbf{H}^{exch} = \frac{2A}{M^2} \Delta \mathbf{M}$ – поле неоднородного обмена, A – константа внутрислойного обмена, Δ – двумерный оператор Лапласа; \mathbf{H}^{fl} – случайное магнитное поле, вызывающее тепловые флуктуации спинов. Мы предполагаем, что толщина магнито-пленочной плоской частицы много меньше обменной длины, $d \ll l_{exch} = \sqrt{A/2\pi M^2}$, и поэтому намагниченность однородна по толщине. Рассматривая спины на поверхности свободными, используем граничное условие вида

$$\left. \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial \mathbf{n}_s} \right|_S = 0. \quad (3)$$

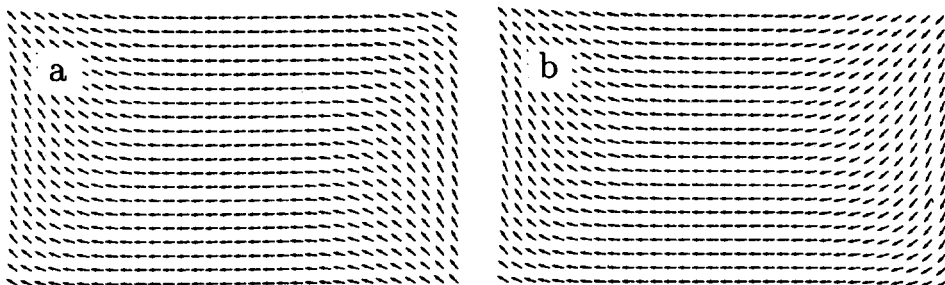


Рис.1. Конфигурации остаточной намагниченности, соответствующие основным модам намагничивания сверхтонкой прямоугольной частицы типа пермаллоя размером $400 \times 250 \times 4$ нм с намагниченностью $M = 800$ Гс и продольной одноосной анизотропией $K = 1000$ эрг/см³: а – S-состояние, б – C-состояние

Методы численного интегрирования уравнений Ландау – Лифшица достаточно подробно описаны в литературе [1] и хорошо апробированы (см., например, [6–10]). Аналогично работе [6], использующей динамический подход для описания термодинамических флуктуаций на основе флуктуационно-диссипационной теоремы [11], будем считать, что после сеточного разбиения магнитной частицы на элементарные ячейки, в каждой (i -ой) из них генерируется однородное случайное поле $\mathbf{H}^{fl}(t)$, где t – время, соответствующее белому шуму с корреляционной функцией $\langle \mathbf{H}^{fl}(t) \mathbf{H}^{fl}(t') \rangle = \sigma^2 \delta_{ij} \delta_{tt'}$, где $\sigma^2 = 2k_B T \alpha / \gamma v M \delta t$, v – объем элементарной ячейки, δt – временной интервал интегрирования.

В отсутствие флуктуаций ($\mathbf{H}^{fl}(t) = 0$) прямоугольная тонкая частица имеет две различные конфигурации магнитного распределения в остаточном состоянии – C- и S-типа, характеризующихся параллельным либо антипараллельным направлением

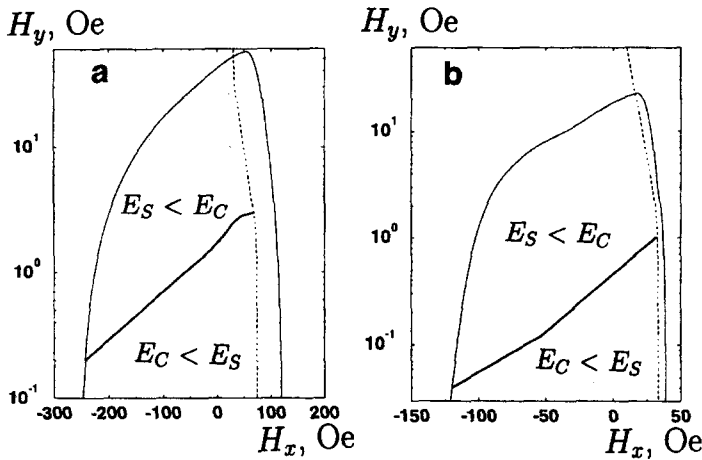


Рис.2. Энергетическая диаграмма модовых состояний намагничивания двух прямоугольных пермалловых частиц размером $a - 400 \times 250 \times 4$ нм и $b - 800 \times 400 \times 2$ нм в продольном, H_x , и поперечном, H_y , магнитных полях. Жирной линией показана линия фазового перехода первого рода, разделяющая области устойчивости S - и C -модовых состояний. Тонкая линия - линия потери устойчивости C -состояния, пунктирная линия - линия потери устойчивости S -состояния

намагниченностей вблизи противоположных коротких краев (рис.1). Расчеты показывают, что энергия остаточных состояний меняется в зависимости от геометрических параметров частицы и магнитного поля смещения в поперечном направлении так, что в области малых значений формфактора и больших полей смещения предпочтительна S -конфигурация. Имеется линия фазового перехода 1-го рода (рис. 2), на которой энергии C - и S -состояний сравниваются. Каждому остаточному состоянию соответствует своя мода перемагничивания и петля гистерезиса, причем критическое поле перемагничивания (коэрцитивность) может различаться очень сильно, как показано на рис.3. Очевидно, что при включении тепловых флуктуаций ($H^{fl}(t) \neq 0$) можно ожидать взаимной трансформации мод переключения в области параметров,

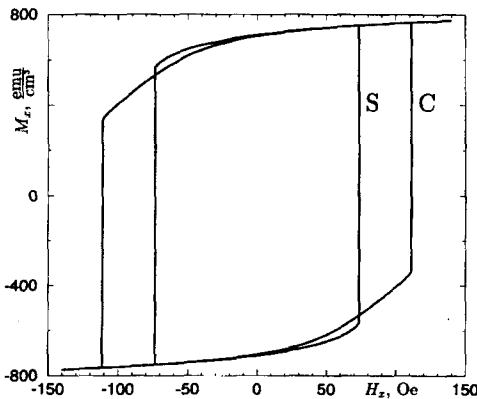


Рис.3. Петли магнитного гистерезиса основных мод перемагничивания пермаллового прямоугольника $400 \times 250 \times 4$ нм для S - и C -моды

соответствующих линии фазового перехода, если высота разделяющего энергетического барьера будет сравнима с величиной тепловой энергии $\delta E \approx k_B T \ln(\omega \tau / \ln P^{-1})$, где ω - резонансная частота, τ - характерное время термоактивационного межмодового взаимодействия, P - ожидаемая вероятность межмодовой трансформации. Следует заметить, что величина энергетического барьера падает с ростом поля насыщения (см. пример расчета на рис.4) вплоть до нуля в точке потери устойчивости одной из модовых конфигураций, и вероятность термоактивационной смены C - и

S-мод при продвижении в область насыщения возрастает. Поэтому следует ожидать, что вблизи линии энергетического вырождения модовых состояний в тонких пленках всегда имеется возможность их термоактивационной смены в области полей насыщения.

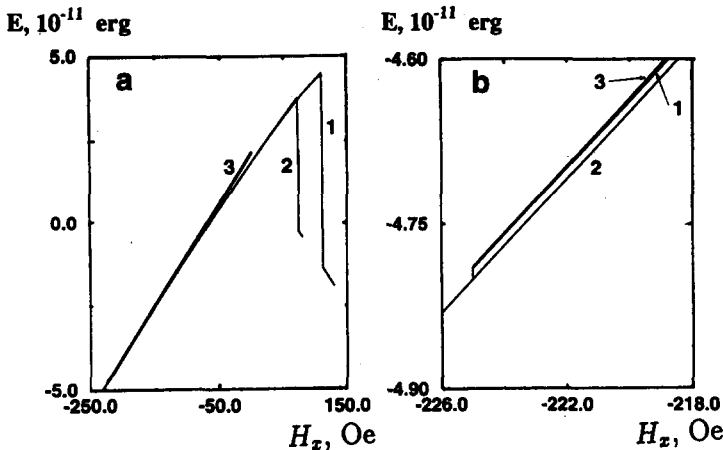


Рис.4. Энергия основных модовых конфигураций и энергетического барьера, разделяющего модовые состояния прямоугольника $400 \times 250 \times 4$ нм, в зависимости от продольного поля намагничивания: а – общий вид; б – увеличенный фрагмент зависимости в области, показанной квадратом на рис.4а вблизи линии потери устойчивости *C*-состояния: 1 – энергия *C*-моды, 2 – энергия *S*-моды, 3 – энергия барьера

На рис.5а показаны результаты численного моделирования гистерезисного переключения плоской пермаллоевой наночастицы размерами $400 \times 250 \times 4$ нм при комнатной температуре в переменном магнитном поле $\mathbf{H} = H_0 \cos(2\pi t/t_\Omega)$ с периодичностью циклирования по петле $t_\Omega = 1$ мкс при постоянном поле смещения 1.5 Э в поперечном направлении. На рис.5б показано изменение во времени поперечных компонент намагниченности на противоположных полюсах перемагничиваемой частицы. В представленном случае коэрцитивность перемагничивания наночастицы менялась скачкообразно на 30%. При этом снижение коэрцитивности, связанное с одномодовой термоактивационной нестабильностью Нееля – Брауна [6] не превышало 10%. Процесс случайной смены мод перемагничивания, показанный на рис.5б, может быть описан кинетическими уравнениями $d\mathbf{P}/dt = \mathbf{G}\mathbf{P}$ для вектора модового состояния $\mathbf{P} = (P_S^\uparrow, P_C^\uparrow, P_S^\downarrow, P_C^\downarrow)$, определяемого вероятностями реализации соответствующих мод, где стрелка различает состояние продольного намагничивания и соответствует верхней или нижней ветви гистерезиса. Вектор состояния минимально соответствует четырем модам в нулевом базисном поле, а максимально – восьми при наличии поперечного поля смещения. Матрица скоростей перехода $\mathbf{G} = \mathbf{G}(t)$ меняется во времени из-за изменения энергетических барьеров вместе с полем циклирования по гистерезисной петле.

Рассмотрим упрощенный пример однократного прохождения намагниченного состояния вдали от порога перемагничивания, когда актуальны только два модовых состояния, соответствующие одной из гистерезисных ветвей (например, верхней), так что $\mathbf{P} = (P_S, P_C)$. Снижение энергетического барьера аппроксимируем линейной зависимостью $\delta E_{S,C} = U_{S,C} + \kappa|t|$, где $U_{S,C}$ – минимально достижимая величина

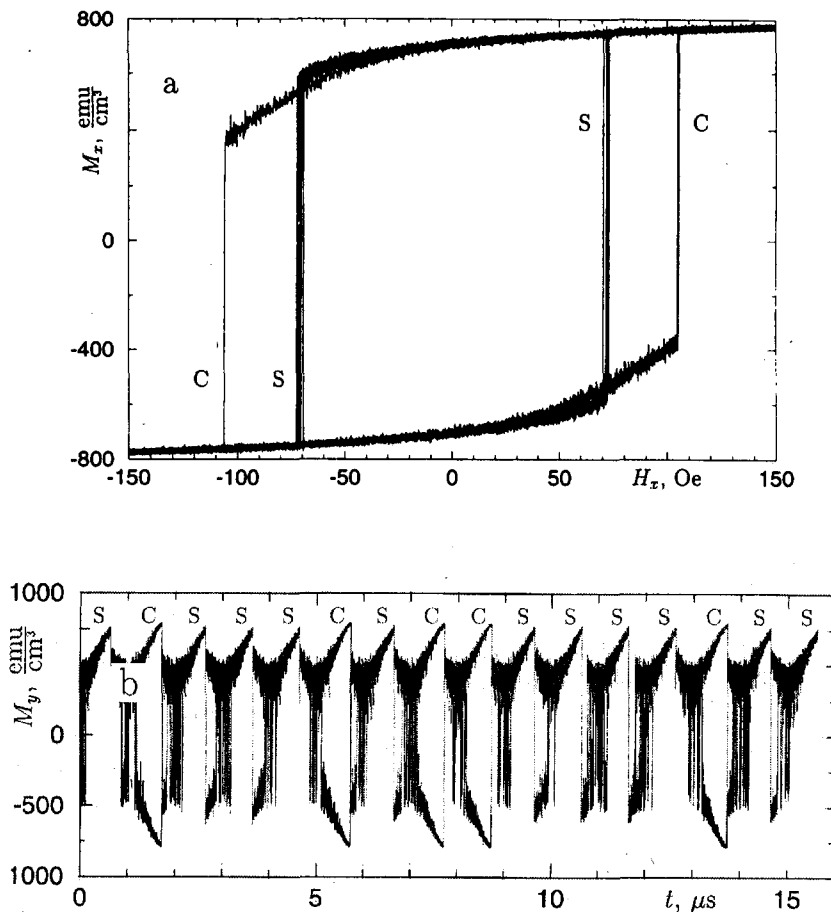


Рис.5. а) – Циклы магнитного гистерезиса пермаллоевой частицы $400 \times 250 \times 4$ нм при учете тепловых флуктуаций. б) – Временная развертка значений поперечных компонент намагниченности на противоположных полюсах магнитной частицы. Черным цветом показана зависимость поперечной компоненты намагниченности в начале координат $M_y(x=0)$. Серым цветом изображена временная зависимость усредненной поперечной намагниченности на противоположном крае $M_y(x=400 \text{ нм})$

барьера соответственно для S - либо C -моды, $\kappa = |dU/dt|$ – скорость прохождения минимума. При этом скорости распада каждой моды будут иметь экспоненциальную зависимость от времени, а кинетическое уравнение примет вид

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = - \begin{bmatrix} G_S^0 & -G_C^0 \\ -G_S^0 & G_C^0 \end{bmatrix} \exp\left(-\frac{\kappa|t|}{k_B T}\right) \mathbf{P}, \quad (4)$$

где $G_{S,C}^0 = \omega_{S,C} \exp(-U_{S,C}/k_B T)$, $\omega_{S,C}$ – характерные частоты модовых колебаний. Учитывая, что $P_C = 1 - P_S$, интегрируя систему (4), находим изменение вероятности при однократном прохождении минимального барьера

$$P_S(t = \infty) = P_S^0 + (P_S(-\infty) - P_S^0) \exp\left(-\frac{2k_B T}{\kappa} (G_S^0 + G_C^0)\right), \quad (5)$$

где $P_S^0 = G_C^0 / (G_S^0 + G_C^0)$ – вероятность находиться в S -состоянии при неограниченном количестве циклов прохождения по гистерезисной петле. Из последней формулы видно, что характерное время термоактивационного взаимодействия задается соотношением $\tau = 2k_B T / \kappa$. Можно оценить количество циклов N прохождения петли, при котором вероятность реализации заданной моды перемагничивания приближается к стационарной, используя приближенное условие $(P_S(N) - P_S^0) / P_S^0 < 0.1$. Из этого условия при учете итерационного применения формулы (5) следует, что

$$N > \frac{\ln(10(1 - P_S^0) / P_S^0)}{\tau(G_S^0 + G_C^0)} = \frac{\ln(10G_S^0 / G_C^0)}{\tau(G_S^0 + G_C^0)}. \quad (6)$$

В рассмотренном нами случае, согласно оценке по формуле (6) с учетом представленных на рис.4 энергетических зависимостей для S - и C -состояний при характерной величине полупериода прохождения $\tau \sim 1$ мкс и собственной частоте колебаний намагниченности $\omega \sim 1$ ГГц, для максимальной амплитуды перемагничивающего поля $H_0 = 160$ Э достаточно двух циклов для установления термодинамически равновесной вероятности пребывания в S -состоянии, а для поля $H_0 = 120$ Э необходимо уже 850 циклов перемагничивания.

Итак, для механизма многомодовой термоактивационной неустойчивости, возникающего в наночастицах, существенны близость энергий конфигурационных мод намагничивания и малая величина разделяющего барьера. Для подавления этого эффекта при практических приложениях, необходимо выбирать магнитные и геометрические параметры элемента вдали от линии энергетического вырождения альтернативных состояний намагничивания, используя, например, магнитное либо обменное поля смещения в трудном направлении. Заметим, что многомодовая неустойчивость переключения при энергетическом вырождении модовых состояний магнитной частицы возможна, в принципе, также и при сверхнизких температурах, благодаря макроскопическим квантовым флуктуациям намагниченности. Это может быть использовано для наблюдения последних наряду с обычными методами магнитной релаксации.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку (грант #98-02-16469).

-
1. H.N.Bertram and J.G.Zhu, *Solid State Physics* **46**, 271 (1992).
 2. L.Neel, *Ann. Geophys.* **5**, 99 (1949); W.F.Brown, *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963).
 3. P.-L.Lu and S.H.Charap, *IEEE Trans. Magn.* **31**, 2767 (1995).
 4. S.Charap, P.Lu, and Y.He, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 978 (1997).
 5. Y.Zheng and J.-G.Zhu, *J. Appl. Phys.* **81**, 5471 (1997).
 6. E.D.Boerner and H.N.Bertram, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 3052 (1997).
 7. Y.Nakatani, Y.Uesaka, and N.Haiashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, 2485, (1989).
 8. С.Г.Осипов, М.М.Хапаев, *ЖЭТФ* **90**, 1354 (1990).
 9. N.A.Usov and S.E.Peschany, *JMMM*, **130**, 275 (1994).
 10. В.Н.Филиппов, Л.Г.Корзунин, *Физика твердого тела* **38**, 2442 (1996).
 11. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Статистическая физика*, М.: Наука, 1964.