

ЭЛЕКТРОННЫЕ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

PACS numbers: 75.30.Gw, 75.40.Gb, 75.40.Mg, 75.75.Jn, 76.50.+g, 81.07.Ta

Размерные эффекты и высокочастотные свойства ферромагнитной решетки антиоточек

В. Н. Криворучко, А. И. Марченко

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
ул. Р. Люксембург, 72,
83114 Донецк, Украина*

Исследованы статические и динамические свойства ферромагнитной пленки с простой и сложной гексагональными решетками цилиндрических антиоточек (отверстий в ферромагнитной пленке). Описание свойств системы основано на микромагнитном моделировании и аналитическом нахождении тензора высокочастотной магнитной восприимчивости с учетом особенностей магнитного резонанса в рассматриваемых структурах. Исследовано влияние размерных эффектов на магнитные статические и динамические характеристики наноструктурированной пленки. Показано, что существование решетки антиоточек проявляется не только в формировании конфигурационной анизотропии системы, но и в более сложной динамике намагниченности. Так, при малых значениях коэффициента затухания в спектре резонанса наблюдаются локализованные моды, соответствующие резонансу определенных участков элементарной ячейки решетки; угловые зависимости частот локализованных колебаний имеют более низкую симметрию, чем симметрия магнитной ячейки и др. Показано, что структуры с простой и сложной решетками качественно отличаются по ряду статических и динамических свойств.

Досліджено статичні і динамічні властивості ферромагнетної плівки з простою та складною гексагональними ґратницями циліндричних антиоточок (отворів у ферромагнетній плівці). Опис властивостей системи ґрунтується на мікромагнетному моделюванні і аналітичному обчисленні тензора високочастотної магнетної сприйнятливості з урахуванням особливостей магнетного резонансу у структурах, що розглядаються. Досліджено вплив розмірних ефектів на магнетні статичні та динамічні характеристики наноструктурованої плівки. Показано, що наявність ґратниці антиоточок проявляється не тільки у формуванні конфігураційної анізотропії системи, а й у більш складній динаміці магнетованости. Так, за малих значень коефіцієнта згасання у спектрі резонансу спостерігаються локалізовані моди, що відповідають резонансу окремих ділянок елементарної комірки ґратниці; кутові залежності частот локалізованих коливань мають ниж-

чу симетрію, аніж симетрія магнетної комірки тощо. Показано, що структури з простою і складною ґратницями якісно різняться по ряду статичних та динамічних властивостей.

The static and dynamic properties of ferromagnetic film with simple and complex hexagonal lattices of cylinder antidots (holes in a ferromagnetic film) are explored. The description is based on micromagnetic simulations and analytical calculations of dynamic susceptibility tensor, which takes into account magnetic resonance peculiarities of the system under consideration. Dimension-effects influence on magnetic static and dynamic characteristics of the nanostructured film is investigated. As shown, the presence of antidots manifests itself not only as an appearance of configuration anisotropy, but in more complex magnetization dynamics as well. Thus, at reduced damping, the localized modes originating from different resonant sections of the magnetic lattice unit cell are observed in resonance spectrum; the angular dependences of resonant modes demonstrate symmetry, which is lower than symmetry of the magnetic unit cell, *etc.* As shown, the structures with simple and complex lattices qualitatively differ in a number of static and dynamic properties.

Ключевые слова: наноструктурированные магнитные пленки, решетка отверстий в ферромагнитной пленке, ферромагнитный резонанс, микромагнитное моделирование.

(Получено 18 октября 2010 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Решетки ферромагнитных наноточек (nanodots) и антиточек (antidots) — отверстий в ферромагнитной пленке — привлекают повышенное внимание в настоящее время (см. например, [1–3] и приведенные там ссылки). Интерес к таким системам стимулируется как ожидаемым применением таких решеток в устройствах сверхплотной записи и хранения информации, так и возможностью формирования их магнитных свойств еще на этапе изготовления. Физическим параметром, дающим возможность управлять магнитными свойствами системы, есть конфигурационная анизотропия, которая зависит от симметрии решетки наноточек/антиточек, их формы и т.п., и определяется магнитодипольным взаимодействием. В отличие от магнитокристаллической конфигурационная анизотропия может быть сформирована на этапе создания образца, что особенно важно при использовании этих систем в приложениях.

Удобным и информативным экспериментальным методом исследования магнитных свойств решеток антиточек является метод ферромагнитного резонанса (ФМР) [4–8]. Вместе с тем, сложная геометрия наноструктурированной пленки не позволяет получить в явном виде аналитические соотношения, описывающие резонансные свойства образца. Поэтому основным методом теоретического исследования

наноструктурированных систем является микромагнитное моделирование [2, 3]. В данном сообщении приведены результаты моделирования статических и динамических свойств тонкой ферромагнитной пленки с гексагональной решеткой антиточек, основанные на теории микромагнетизма и аналитических выражениях для тензора локальной магнитной восприимчивости. Исследованы простая и сложная гексагональная решетки с одной и двумя антиточками в элементарной ячейке соответственно. Изучено влияние размерных и симметричных эффектов на магнитные статические и динамические характеристики образца. Показано, что существование решетки антиточек проявляется не только в формировании конфигурационной анизотропии, но и в более сложной динамике намагниченности системы.

2. АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Как известно [9, 10], равновесное распределение намагниченности системы определяется условием минимума функционала плотности магнитной энергии или условием:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}) = 0, \text{ где } \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}) = -\frac{\delta W}{\delta \mathbf{M}} + \frac{\delta W}{\delta(\partial \mathbf{M} / \partial x_i)}, \quad (1)$$

где $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r})$ — эффективное магнитное поле, действующее на магнитный момент $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, W — плотность энергии системы. Мы предполагаем, что температура много меньше температуры Кюри, и температурными эффектами можно пренебречь. В частности, считаем, что $|\mathbf{M}(\mathbf{r})| = \text{const}$. Эффективное поле, действующее на магнитный момент в точке \mathbf{r} , включает: однородное внешнее магнитное поле \mathbf{H}_{app} , поле магнитокристаллической анизотропии $\mathbf{H}_{\text{an}}(\mathbf{r})$, поле обменного взаимодействия $\mathbf{H}_{\text{ex}}(\mathbf{r})$ и размагничивающее поле $\mathbf{H}_{\text{dem}}(\mathbf{r})$. Для ферромагнитных сплавов, применяемых для создания решеток антиточек, характерна кубическая анизотропия. Поэтому поля $\mathbf{H}_{\text{an}}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{H}_{\text{ex}}(\mathbf{r})$ имеют вид [9, 10]:

$$\mathbf{H}_{\text{an}}(\mathbf{r}) = \frac{4K_1}{M_0^4} (M_x^3(\mathbf{r})\mathbf{e}_x + M_y^3(\mathbf{r})\mathbf{e}_y + M_z^3(\mathbf{r})\mathbf{e}_z), \quad (2)$$

$$\mathbf{H}_{\text{ex}}(\mathbf{r}) = \lambda \mathbf{M}(\mathbf{r}) + \frac{\alpha}{M_0^2} \Delta \mathbf{M}(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где K_1 — константа анизотропии, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ — орты, α и λ — постоянные однородного и неоднородного обмена. Размагничивающее поле в ферромагнетике произвольной формы может быть записано в виде:

$$\mathbf{H}_{\text{dem}}(\mathbf{r}) = -\int_V \frac{\nabla \mathbf{M}(\mathbf{r}')(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}' + \oint_S \frac{(\mathbf{M}(\mathbf{r}')\mathbf{n})(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} ds', \quad (4)$$

где \mathbf{n} — внешняя нормаль к ds' .

Динамические свойства магнитной системы описываются уравнениями движения намагниченности Ландау–Лифшица в форме:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = -\gamma \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) - \frac{\beta}{M_0^2} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times (\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)), \quad (5)$$

где γ — гиромагнитное отношение, $\beta > 0$ — коэффициент затухания. Обычно, исследуя линейный отклик системы, намагниченность и эффективное поле представляют в виде суммы статической ($\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$, $\mathbf{H}_{\text{eff}0}(\mathbf{r})$) и динамической ($\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{h}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$) составляющих.

При малом отклонении от равновесного состояния уравнения (5) позволяют определить коэффициенты пропорциональности между намагниченностью и внешним переменным полем, т.е. тензор высокочастотной магнитной восприимчивости системы. Однако, из-за сложной геометрии образца поле $\mathbf{H}_{\text{dem}}(\mathbf{r})$ (4) может быть найдено только численно. Соответственно, равновесная магнитная конфигурация $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$ и эффективное поле $\mathbf{H}_{\text{eff}0}(\mathbf{r})$ тоже будут известны только в численном виде. Учитывая это обстоятельство, как правило, не только статику, но и динамику системы исследуют численно, что требует достаточно большого объема вычислений, особенно в случае структур со сложной геометрией.

Используем несколько иной подход — метод обобщенных размагничивающих коэффициентов, впервые предложенный Кителем еще в 1948 г. [11] (см. также [10]). Поскольку переменные части считаются малыми, запишем $\mathbf{h}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$ в виде $\mathbf{h}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{h}_{\text{app}}(t) - \tilde{N}(\mathbf{r})\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ (следуя [11]), где $\mathbf{h}_{\text{app}}(t)$ — однородная в пространстве переменная компонента внешнего поля, а $\tilde{N}(\mathbf{r}) = -\partial \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) / \partial \mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ есть локальный тензор эффективных размагничивающих коэффициентов. Теперь линеаризация уравнения (5) позволяет определить коэффициенты пропорциональности между динамической частью намагниченности $\mathbf{m}(\mathbf{r}, \omega)$ и внешним полем $\mathbf{h}_{\text{eff}}(\omega)$, которые образуют локальный тензор высокочастотной магнитной восприимчивости $\chi_{ij}(\mathbf{r}, \omega)$, устанавливающий соответствие $\mathbf{m}(\mathbf{r}, \omega) = \hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega)\mathbf{h}_{\text{app}}(\omega)$ в каждой точке решетки антиточек в системе координат, где ось Oz совпадает с направлением намагниченности в данной точке (здесь ω есть частота внешнего переменного поля).

Анализ результатов экспериментальных исследований [4–8] показывает, что приближение «узкой резонансной линии» для рассматриваемых систем не применимо. Большая ширина линии ФМР является, по-видимому, характерной чертой резонансного отклика наноструктурированных магнитных систем [12–15]. Следуя [12, 13, 15], при описании резонансных свойств мы сохраняем в тензоре высокочастотной восприимчивости $\chi_{ij}(\mathbf{r}, \omega)$ резонансный и антирезонансный вклады. В результате, например, компонента $\chi_{xx}(\mathbf{r}, \omega)$ тензора имеет вид:

$$\chi_{xx}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{M_0 \left[(H_{\text{eff0}}(\mathbf{r}) + M_0 N_{yy}(\mathbf{r})) (\delta^2 + 1) + H_0 \delta i \right]}{[\omega/\gamma - H_r(\mathbf{r}) - ia(\mathbf{r})\delta][\omega/\gamma + H_r(\mathbf{r}) - ia(\mathbf{r})\delta]}, \quad (6)$$

где $H_r(\mathbf{r}) = \sqrt{a^2 - (\delta^2 + 1)M_0^2 \left[N_{xy}^2(\mathbf{r}) + (N_{xx}(\mathbf{r}) - N_{yy}(\mathbf{r}))^2/4 \right]}$ — частота прецессии намагниченности в данной точке, $\delta = \beta/\gamma M_0$ — приведенный коэффициент затухания, $a(\mathbf{r}) = H_{\text{eff0}}(\mathbf{r}) + M_0 (N_{xx}(\mathbf{r}) + N_{yy}(\mathbf{r}))/2$.

В пределе сплошной пленки, $H_r(\mathbf{r})$ воспроизводит соответствующие выражения для частоты ФМР. Спектр ФМР и форма линии резонанса определяются поглощаемой системой мощностью микроволнового излучения $P(\omega)$ [9, 10]:

$$P(\omega) = -\frac{\omega}{8\pi} \int_V \text{Im}(\mathbf{h}_{\text{app}}^* (4\pi\chi(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{h}_{\text{app}})) d\mathbf{r}. \quad (7)$$

Таким образом, в нашем подходе, расчет спектра ФМР решетки антиточек производится в два этапа. На первом этапе методами микромагнитного моделирования определяются равновесные распределения намагниченности $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$ и эффективного поля $\mathbf{H}_{\text{eff0}}(\mathbf{r})$. На втором, используя аналитические выражения (6), (7) и известные численные значения для $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$, $\mathbf{H}_{\text{eff0}}(\mathbf{r})$ и компонент тензора $\hat{N}(\mathbf{r})$, определяются частоты ФМР и форма линии резонанса.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Были выбраны значения параметров модельного вещества, характерные для пермаллоя $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$: $M_s = 830$ э.м.е./см³, $\alpha = 10^{-6}$ эрг·см⁻¹, $K_1 = 100$ эрг/см³. Период гексагональной решетки полагался равным $a = 100$ нм, а толщина пленки $d = 10$ нм, что соответствует экспериментально изученным решеткам антиточек [4–8]. Для магнитомягких материалов коэффициент затухания β имеет порядок 0,01 [3].

Магнитоэстетические свойства. На рисунке 1 приведены примеры распределения намагниченности в простой (рис. 1, а) и сложной (рис. 1, б) ячейке гексагональных решеток антиточек в поле, перпендикулярном плоскости пленки. В данной геометрии спонтанная ориентация магнитного момента ячейки на плоскость пленки направлена под углом 60° к оси Ox . Поскольку в магнитном поле, перпендикулярном плоскости пленки, сохраняется симметрия решетки, данное направление является «легкой осью». Направление вдоль оси Oy является «трудным». Фоном на рисунке показано степень отклонения локальной намагниченности в данной точке ячейки от средней спонтанной намагниченности ячейки. Для простой и сложной решеток существуют области, они обозначены А и В, где угол отклонения

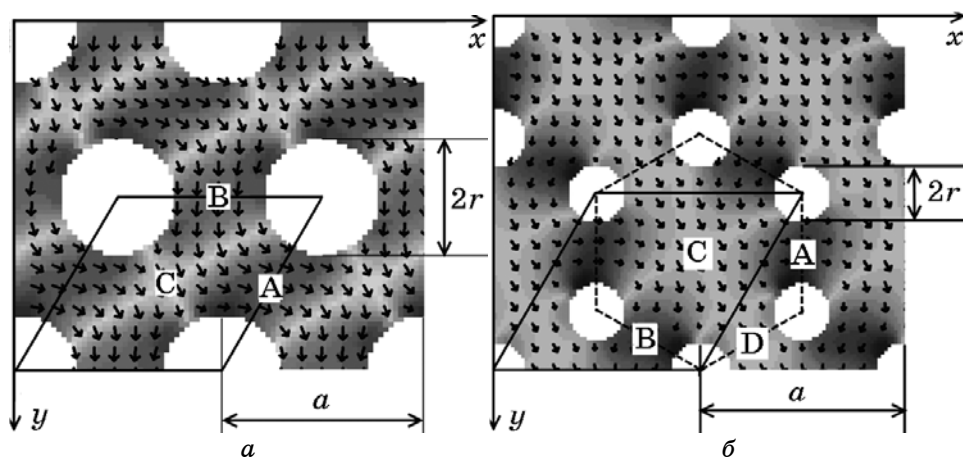


Рис. 1. Распределения намагниченности в (а) простой ($r/a = 0,3$, $H = 0,3$ Тл) и (б) сложной ($r/a = 0,15$, $H = 0,7$ Тл) гексагональных решетках антиточек; $\mathbf{H} \parallel Oz$.

максимален. Направление магнитных моментов здесь перпендикулярно прямой, соединяющей антиточки, между которыми эта область локализована. У сложной решетки существует еще область D, где направление магнитных моментов совпадает с направлением спонтанной намагниченности системы. Магнитный момент центральной области C элементарных ячеек направлен по направлению спонтанной намагниченности системы. Результаты (рис. 1) воспроизводят аналогичные данные работы [16], полученные другим методом, что подтверждает корректность нашего численного метода.

Динамические свойства. Типичные спектры ФМР простой и сложной решеток изображены на рис. 2 (на вставках показано пространственное распределение резонансных частот по ячейке решетки). Для сравнения на рисунке также приведен резонанс однородной пленки, кривая 2, рассчитанный для того же коэффициента затухания по формулам Киттеля [10].

В спектре ФМР простой решетки (кривая 1 на рис. 2, а) наблюдается несколько мод (в общем случае — три). Анализ спектра и соответствующего ему пространственного распределения резонансных частот, вставка на рис. 2, а, позволяют установить, что каждая из мод определяется колебаниями одной из трех областей A, B или C. На рисунке 2, а каждая мода и область ее локализации обозначены общей буквой. Если направление внешнего поля совпадает с «легким» или «трудным» направлением системы, две из трех областей дают в спектр резонанса системы одинаковые вклады, что приводит к формированию в спектре ФМР двух только максимумов, один из которых определяется резонансом двух областей, расположенных симметрично относительно направления поля.

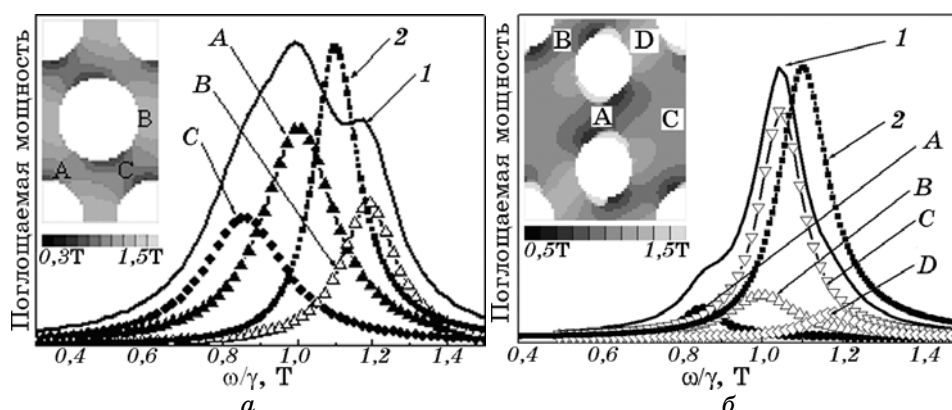


Рис. 2. Спектры ФМР (а) простой ($r/a = 0,35$) и (б) сложной ($r/a = 0,175$) решеток антиточек. Кривая 1 — суммарная линия ФМР; кривая 2 — ФМР однородной пленки; кривые А, В, С и D — резонансный отклик областей А, В, С и D магнитной ячейки (вставка) соответственно. Внешнее магнитное $H = 0,7$ Тл поле в плоскости пленки имеет общее направление. На вставках показаны распределения резонансных частот по элементарной магнитной ячейке.

В спектре ФМР сложной решетки отдельные моды однозначно могут быть различены только при достаточно малых значениях коэффициента затухания. Причиной этого является область С, вклад которой в полную частоту резонанса существенно превосходит вклад от областей А, В и D. В общем случае, у сложной решетки существуют четыре моды, которые определяются квазиоднородными колебаниями намагниченности в областях А, В, С или D. Как и в случае простой решетки, если направление внешнего поля совпадает с «легким» или «трудным» направлением, две из трех областей А, В и D (расположенных симметрично относительно направления поля) дают в спектр резонанса системы одинаковые вклады.

Для обеих решеток характерно: смещение центра спектра ФМР в сторону низких частот, увеличение ширины линии по сравнению с однородным резонансом сплошной пленки. При изменении направления внешнего магнитного поля в плоскости пленки резонансная частота каждой локальной моды и максимум поглощаемой мощности смещаются (анизотропия). С увеличением отношения радиуса антиточек к параметру решетки анизотропия магнитных свойств системы усиливается. Анализ зависимости локальных резонансных мод от ориентации магнитного поля показал, что только колебания области С сложной решетки отвечают гексагональной симметрии. Для всех остальных мод простой и сложной решеток период смещения отдельных мод от ориентации поля равен 180° . При этом легкие оси каждой моды смещены друг относительно друга на 60° так, что в целом гексагональная симметрия решетки сохраняется, т.е. влияние конфигура-

ционной анизотропии существенно сложнее, чем простое формирование анизотропии, определяемое симметрией решетки антиоточек. При малых коэффициентах затухания локальную анизотропию правильнее определять не как гексагональную, а как тригональную с осями в плоскости пленки, расположенными под углом 60° друг к другу.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы статические и динамические свойства ферромагнитной пленки с (простой и сложной) гексагональной решеткой антиоточек. Установлено, что сформированная на пленке решетка антиоточек приводит к появлению дополнительной (конфигурационной) анизотропии. Теоретическое рассмотрение резонансных свойств системы основано на уравнении Ландау–Лифшица с учетом таких особенностей резонанса, как сопоставимость ширины линии с величиной резонансного поля и неоднородное распределение намагниченности и эффективного поля в системе. Модель позволила адекватно описать резонансные свойства решетки антиоточек в широком диапазоне полей, частот и геометрических параметров системы. Результаты исследований показывают, что при малых значениях коэффициента затухания в спектре ФМР проявляются локализованные моды, соответствующие резонансу определенных участков элементарной ячейки решетки. Установлено, что для локализованных мод конфигурационная анизотропия определяется отношением радиуса антиоточки к периоду решетки, а ее симметрия (тригональная) ниже, чем симметрия решетки. Сравнение с существующими экспериментальными данными [4–8] показывает, что модель адекватно воспроизводит статические и динамические свойства гексагональных решеток антиоточек в широком диапазоне полей, частот и геометрических параметров системы.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. P. Cowburn, A. O. Adeyeye, and J. A. C. Bland, *J. Magn. Magn. Mater.*, **173**: 193 (1997); idem, *Appl. Phys. Lett.*, **70**: 2309 (1997).
2. J. I. Martin and J. Nogués, *J. Mag. Magn. Mater.*, **256**: 449 (2003).
3. N. Vukadinovic, *J. Mag. Magn. Mater.*, **321**: 2074 (2009).
4. C. Yu, M. J. Pechan, and G. J. Mankey, *Appl. Phys. Lett.*, **83**: 3948 (2003).
5. A. Vovk, L. Malkinski, V. Golub et al., *J. Appl. Phys.*, **97**: 10J506 (2005).
6. M. J. Pechan, C. Yu, R. L. Compton et al., *J. Appl. Phys.*, **97**: 10J903 (2005).
7. O. N. Martyanov, V. F. Yudanov, R. N. Lee et al., *Phys. Rev. B*, **75**: 174429 (2007).
8. N. N. Phuoc, S. L. Lim, F. Xu et al., *J. Appl. Phys.*, **104**: 093708 (2008).
9. В. Г. Барьяхтар, В. Н. Криворучко, Д. А. Яблонский, *Функции Грина в теории магнетизма* (Киев: Наукова думка: 1984).
10. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*

- (Москва: Наука: 1973).
11. C. Kittel, *Phys. Rev.*, **73**: 155 (1948).
 12. R. Berger, J.-C. Bissey, and J. Kliava, *J. Phys.: Condens. Matter*, **12**: 9347 (2000).
 13. R. Berger, J.-C. Bissey, J. Kliava et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **234**: 535 (2001).
 14. V. Krivoruchko, T. Konstantinova, A. Mazur et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **300**: 122 (2006).
 15. В. Н. Криворучко, А. И. Марченко, А. А. Прохоров, *ФНТ*, **33**: 578 (2007).
 16. C. C. Wang, A. O. Adeyeye, and N. Sing, *Nanotechnology*, **17**: 1629 (2006).