

Гибридизация спин-волновых мод ферромагнитной микрополоски

С. Л. Высоцкий¹⁾, С. А. Никитов⁺, Ю. А. Филимонов, Ю. В. Хивинцев

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратовский филиал, 410019 Саратов, Россия

⁺ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 мая 2008 г.

После переработки 27 августа 2008 г.

Методом ферромагнитного резонанса на частоте 9.85 ГГц исследована зависимость спектра спин-волновых мод (СВМ) пермаллоевой микрополоски от угла θ между осью микрополоски и направлением касательного поля подмагничивания. При углах $\theta \approx 70^\circ$ обнаружены эффекты гибридизации квазиоднородной и слаболокализованной СВМ, которые проявляются в виде расталкивания линий поглощения в спектре микрополоски. Результаты эксперимента находятся в удовлетворительном согласии с численным расчетом спектра СВМ.

PACS: 75.40.Mg, 76.50.+g

1. Собственные спин-волновые возбуждения магнитных микрочастиц и решеток на их основе [1–11], а также решеток из “античастиц” или магнитных кристаллов [12, 13], полученных литографией тонкопленочных магнитных структур, активно исследуются на протяжении последнего десятилетия. Этот интерес обусловлен, прежде всего, возможностями использования магнитных микро- и наноструктур как для увеличения емкости магнитной памяти [14], так и для обработки СВЧ сигналов [15]. С фундаментальной точки зрения уменьшение размеров частиц не эллипсоидальной формы приводит к новым особенностям в формировании спектра спиновых волн, обусловленным неоднородностью основного состояния частицы. Это проявляется, в частности, в качественном изменении спектра частиц, где помимо преимущественно дипольных спин-волновых мод (СВМ), отвечающих квазиоднородной области намагничивания, могут возникать дипольно-обменные моды, связанные с наличием сильной неоднородности основного состояния вблизи краев микрочастицы. Причем последние в зависимости от величины поля подмагничивания H_0 оказываются либо полностью локализованными вблизи торцов магнитного элемента [3], либо имеют сравнительно слабую локализацию, когда длина волны и амплитуда СВМ максимальны вблизи торца и значительно уменьшаются в центральной части микрочастицы [4, 9]. При этом характер квантования спектра СВМ, а также механизм закрепления спинов на торцах элемента существенно определяются анизотропией формы образца [6, 16].

Отметим, что в формировании спектра возбуждений однородно намагниченных сфер [17, 18] или тонкопленочных структур [19, 20] заметную роль могут играть эффекты гибридизации СВМ, которые проявляются в виде “расталкивания” взаимодействующих мод в условиях вырождения их частот. Применительно к образцам с сильно неоднородным распределением внутреннего магнитного поля H_{in} и намагниченности M эффекты гибридизации и “расталкивания” мод наблюдались ранее в сферах и пленках с полосовой доменной структурой [21, 22], когда длина волны λ оказывалась гораздо больше периода доменной структуры и определялась усредненными по периоду параметрами среды. Эффекты гибридизации СВМ с длиной волны порядка масштаба магнитной неоднородности, что реализуется в случае магнитных микро- и наночастиц не эллипсоидальной формы, до сих пор, по-видимому, не наблюдались²⁾.

В данной работе сообщается об экспериментальном наблюдении эффекта гибридизации мод, возбуждаемых СВЧ полем объемного резонатора, в касательно намагниченной пермаллоевой микрополоске. Эффекты гибридизации СВМ проявляются при изменении угла θ между направлениями внешнего поля и осью микрополоски в виде “расталкивания” линий поглощения в спектре ферромагнитного резонанса (ФМР). Показано, что имеется качественное соответствие результатов эксперимента и численного моделирования спектра СВМ касательно намагниченной

²⁾Эффекты трансформации дипольных волн в обменные и упругие волны для этого случая рассматривались, например, в работе [23].

¹⁾e-mail: vvs@soire.renet.ru

микрополоски при переходе от геометрии продольного ($\theta = 0$) к поперечному ($\theta = 90^\circ$) намагничиванию.

2. Экспериментально исследовался спектр ФМР решетки из ферромагнитных микрополосок, полученных электронно-лучевой литографией из пермаллоевой пленки, осажденной магнетронным распылением на подложку Si (111). Микрополоски имели ширину $w \approx 3$ мкм, толщину $t \approx 60$ нм, длину $l \approx 500$ мкм и отстояли друг от друга на расстояние $s \approx 2$ мкм. Структура размещалась в резонаторе, настроенном на частоту $f_p \approx 9.85$ ГГц, на вращающемся держателе, что позволяло менять угол θ между касательным к поверхности структуры полем \mathbf{H}_0 и осью микрополосок с точностью $\pm 1^\circ$. Исследовалась зависимость спектра ФМР решетки из микрополосок от угла θ . Диапазоны изменения магнитного поля и угла θ составляли $0 \leq H \leq 5$ кЭ и $0 \leq \theta \leq 360^\circ$, соответственно. Ввиду симметрии задачи, ниже приведены результаты для углов $\theta = 0 \dots 90^\circ$.

На рис.1 сплошными и штриховыми линиями приведены угловые зависимости резонансных полей $H_r(\theta)$, отвечающие линиям поглощения в спектре

ФМР, соответственно, решетки из микрополосок и исходной пленки. На вставках (а), (b) и (с) к рис.1 показаны, соответственно, спектры сплошной пленки и спектры решетки при $\theta \approx 0$ и $\theta \approx 90^\circ$, где участки кривых, помеченные $\times 20$, получены при увеличенной в 20 раз чувствительности.

Спектр ФМР исходной пленки не меняется при изменении угла θ и состоит из пика поглощения однородного резонанса шириной ≈ 30 Э при поле $H_{n=0} \approx 1.04$ кЭ (обозначен цифрой 1) и низкополевого пика шириной ≈ 40 Э при $H_{n=1} \approx 0.37$ кЭ (обозначен 2), отвечающего возбуждению первой моды спин-волнового резонанса (СВР) по толщине пленки. Измеренные значения резонансных полей в сплошной пленке можно рассчитать с помощью выражения для спектра СВР касательно намагниченной пленки [24]: $f_p^2 = \tilde{f}_{H_n} [f_{H_n} + f_m]$, где $\tilde{f}_{H_n} = f_{H_n} + f_n^{ex}$, $f_{H_n} = \gamma \cdot H_n$, $f_m = \gamma \cdot 4\pi M_0$, $f_n^{ex} \approx \gamma \cdot \frac{2A}{M_0} \cdot \frac{\pi^2}{4} n^2$, $n \approx 0, 1$ – номер моды СВР, H_n – резонансное поле, отвечающее n -й моде. При этом следует принять, что пленка имеет параметры: гиромангнитное отношение $\gamma = 2.8$ МГц/Э, намагниченность насыщения $4\pi M_0 \approx 10.5$ кГс, обменную жесткость $A \approx 10^{-6}$ эрг/см, толщину $t \approx 60$ нм.

В спектре ФМР решетки микрополосок положение резонансов, отвечающих основной моде ФМР и первой моде СВР, меняется относительно случая сплошной пленки за счет влияния полей размагничивания. Кроме того, появляются дополнительные линии поглощения, связанные с квантованием спектра СВМ по ширине микрополоски, см. вставки В и С к рис.1.

При намагничивании микрополоски вдоль оси, или в геометрии поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ), линии поглощения, отвечающие основному резонансу и моде СВР, характеризуются шириной ≈ 60 Э и, относительно исходной пленки, сдвигаются вниз по магнитным полям на величины $\delta H_{n=0}^{\theta=0} \approx 100$ Э и $\delta H_{n=1}^{\theta=0} \approx 5$ Э, соответственно. Кроме того, при магнитном поле $H^{\theta=0} \approx 500$ Э появляется дополнительная линия поглощения (цифра 3 на рис.1) шириной ≈ 100 Э, которая отвечает возбуждению моды ПМСВ.

При угле $\theta = 90^\circ$, или в геометрии обратных объемных магнитостатических волн (ООМСВ), линии основного резонанса и моды СВР сдвигаются по полям вверх на величину $\delta H_{n=0,1}^{\theta=90^\circ} \approx 130$ Э. Ширина и интенсивность основной линии ФМР близки к значениям для исходной пленки, тогда как линия СВР уширяется до значений ≈ 100 Э и имеет интенсивность, примерно на порядок меньшую, чем в геометрии ПМСВ. Кроме того, в магнитных полях выше основного резонанса наблюдается до 4-х линий поглощения

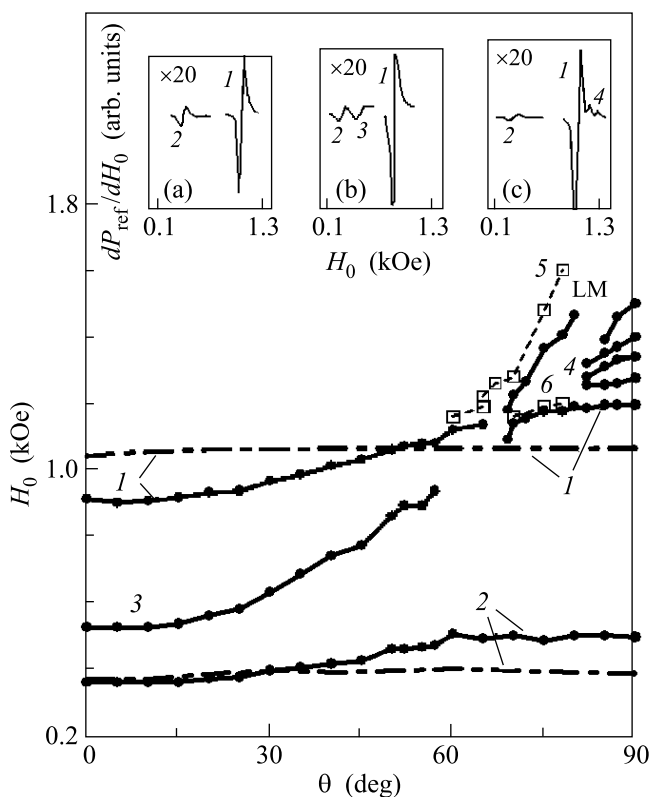


Рис.1. Экспериментальные (1–4) и рассчитанные (5, 6) угловые зависимости величин резонансных магнитных полей $H_r(\theta)$ спин-волновых мод микрополоски на частоте 9.85 ГГц. Относительно вставок см. в тексте

ния шириной ≈ 20 Э, отвечающих возбуждению мод ООМСВ и обозначенных цифрами 4 на рис.1.

В целом, вид спектра ФМР микрополоски при углах $\theta = 0$ и $\theta = 90^\circ$ согласуется с полученными ранее результатами по исследованию спектра СВМ для таких геометрий намагничивания в полях, много больших поля размагничивания $H_0 \gg H_w \approx 8tM_0/w$ [1–3]. Как можно видеть из рис.1, линия поглощения, отвечающая возбуждению моды СВР, меняется непрерывно с углом θ , см. кривую 2 на рис.1. Линии поглощения, отвечающие возбуждению спин-волновых мод в геометрии ПМСВ и ООМСВ, наблюдаются в диапазоне углов $0 \leq \theta \leq 60^\circ$ и $82^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$, соответственно.

Рассмотрим теперь угловую зависимость резонансного поля квазиоднородной моды ФМР. Как видно из рис.1, кривая 1, отвечающая основной моде ФМР, при переходе от геометрии ПМСВ к геометрии ООМСВ терпит разрыв в диапазоне углов $67^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$, демонстрируя расталкивание с еще одной дополнительной линией поглощения, для которой угловая зависимость резонансного поля на рис.1 обозначена как LM .

Рисунок 2 иллюстрирует поведение линий поглощения спектра в области расталкивания, где числа у кривых отвечают значениям угла θ . При $\theta \approx 67^\circ$ слабая и узкая линия поглощения LM возникает со стороны низких полей на расстоянии $\delta H^{1,LM} \approx 80$ Э от пика квазиоднородной моды ФМР. По мере дальнейшего увеличения угла θ интенсивности резонансов выравниваются при сохранении расстояния между ними $\delta H^{1,LM} \approx 80$ Э. При $\theta \approx 72^\circ$ низкополевой резонанс становится более интенсивным, а расстояние по полю между пиками увеличивается до значения $\delta H^{1,LM} \approx 90$ Э. С дальнейшим увеличением θ расстояние $\delta H^{1,LM}$ быстро растет. При $\theta > 80^\circ$ линия поглощения LM в спектре ФМР не наблюдалась.

Сопоставим результаты эксперимента с расчетами угловой зависимости спектра СВМ микрополоски, проведенными при выбранных выше параметрах с помощью программы ООММФ [25] аналогично работе [7]. Отметим, что в рамках указанного подхода при заданной ориентации и величине магнитного поля определяются частоты лишь тех СВМ, которые, как и в условиях рассматриваемого эксперимента, могут быть возбуждены однородным СВЧ полем резонатора. Вместе с тем, при интерпретации результатов расчета спектра частот СВМ необходимо принимать во внимание, что программа [25] использует приближение однородного распределения намагниченности по толщине. Понятно, что в этом случае результаты расчета не будут содержать частоты СВМ, для которых принципиален учет неоднородности распределения намагниченности по толщине, в частности, отвечающие возбуждению мод СВР и ПМСВ. С учетом сказанного обратимся к рис.3, где показаны результаты расчета спектра СВМ микрополоски в геометрии ООМСВ $\theta = 90^\circ$ и значениях угла $\theta = 69^\circ$ и 75° , которые отвечают области расталкивания локализованной и основной мод микрополоски на рис.1 и рис.2. На рис.3а представлены результаты

ты СВМ, для которых принципиален учет неоднородности распределения намагниченности по толщине, в частности, отвечающие возбуждению мод СВР и ПМСВ. С учетом сказанного обратимся к рис.3, где показаны результаты расчета спектра СВМ микрополоски в геометрии ООМСВ $\theta = 90^\circ$ и значениях угла $\theta = 69^\circ$ и 75° , которые отвечают области расталкивания локализованной и основной мод микрополоски на рис.1 и рис.2. На рис.3а представлены результаты

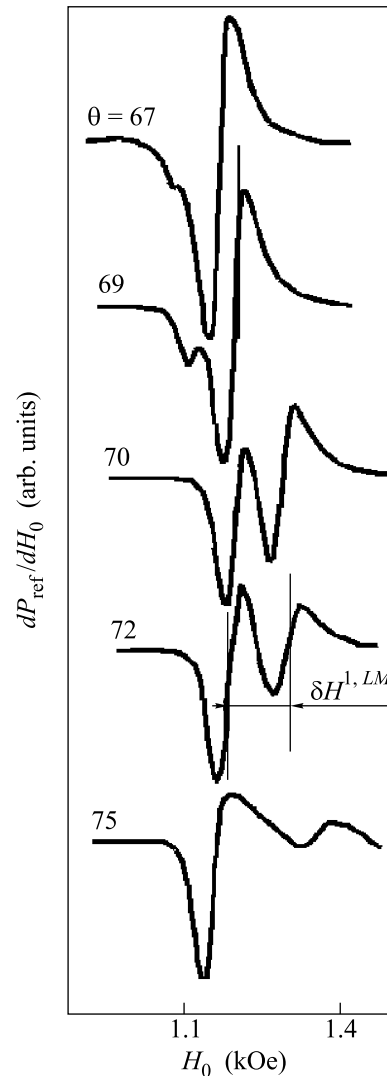


Рис.2. Поведение линий поглощения, отвечающих основной и слаболокализованной модам в спектре ФМР микрополоски, при изменении угла θ . Параметр $\delta H^{1,LM}$ характеризует расстояние по полю между линиями в спектре ФМР

расчета спектра поперечно ($\theta = 90^\circ$) намагниченной микрополоски при значении $H_0 = 1.22$ кЭ, равном резонансному полю основной линии ФМР в геометрии ООМСВ (см. рис.1). Видно, что высокочастотная

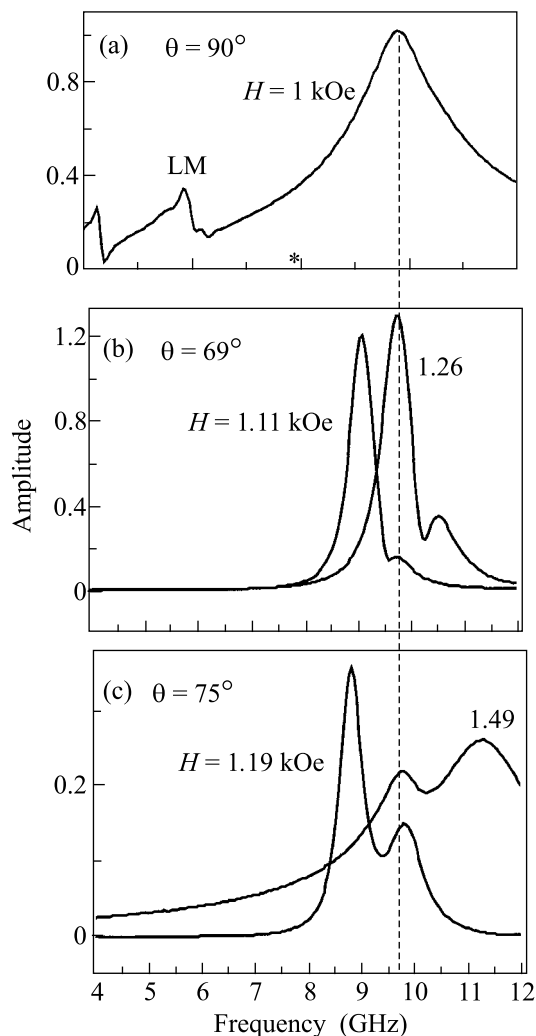


Рис.3. Результаты микромагнитного моделирования спектра СВМ микрополоски при величинах угла $\theta = 90^\circ$, 69° и 75° (a), (b), (c), соответственно). Величины магнитных полей в кЭ для каждого угла указаны на рисунках (b) и (c) и отвечают кривым 5 и 6 на рис.1. Вертикальная штриховая линия отвечает положению частоты резонатора 9.85 ГГц

СВМ (обозначена цифрой 1) имеет частоту, близкую к частоте резонатора, и ее следует сопоставить основной моде ФМР, отвечающей возбуждению центральной части микрополоски с квазиоднородным распределением \mathbf{H}_{in} и \mathbf{M} . Звездочкой на оси частот отмечено положение “дна” спектра спиновых волн в центральной части микрополоски. Возбуждения на частотах ниже “дна” отвечают локализованным вблизи краев микрополоски модам (LM), что подтверждается отсутствием действительных значений волновых чисел $k(x)$ на частоте f_{LM} , рассчитанных аналогично [3, 7] при значениях координаты x по ширине полоски, отвечающих области микрополоски с квазиоднородным распределением внутреннего поля.

При уменьшении угла θ частота локализованных мод растет, а область их локализации расширяется. При $\theta \leq 75^\circ$ спектр микрополоски представлен только квазиоднородной модой и одной модой LM , при этом характер распределения внутреннего поля по ширине микрополоски становится таким, что на частоте f_{LM} значения волновых чисел $k(x)$ становятся действительными в областях, близких к центру микрополоски, и мода LM становится слаболокализованной. Добавим, что в диапазоне углов $\theta < 67^\circ$ как в расчетах спектров СВМ, так и в экспериментальных спектрах ФМР слаболокализованная мода не наблюдалась.

Для иллюстрации поведения спектра СВМ при значениях углов θ , отвечающих области “расталкивания” основной и слаболокализованной мод на рис.1 и 2, обратимся к рис.3b и 3c, где приведены результаты расчета спектра при $\theta = 69^\circ$ и 75° , соответственно. Видно, что при выбранных величинах угла θ максимумы частотной зависимости спектра микрополоски совпадают с частотой резонатора $f_p \approx 9.85$ ГГц при двух значениях магнитного поля. На рис.1 цифрами 5 и 6 обозначены кривые, соответствующие величинам магнитных полей, при которых частоты обоих максимумов с точностью 10 МГц совпадают с частотой резонатора $f_p \approx 9.85$ ГГц. Видно, что в диапазоне углов $\theta \approx 80^\circ - 67^\circ$ характер рассчитанной зависимости оказывается близок к наблюдаемым в эксперименте зависимостям резонансных полей для линии основного резонанса и моды LM .

В заключение обсудим возможное влияние на результаты эксперимента со стороны диполь-дипольного взаимодействия микрополосок. Такое взаимодействие приводит к снятию вырождения СВМ отдельных микрочастиц, что может проявляться в виде расталкивания спектров микрочастиц [10] и формирования зон Бриллюэна в спектре коллективных возбуждений решетки, ширина которых Δf_{Br} существенно определяется параметром $\xi = s/w$ [8]. Для оценки ширины Δf_{Br} в нашем случае, характеризуемом $\xi \approx 0.7$, воспользуемся результатами работы [8], где для решетки из продольно намагниченных микрополосок железа с параметрами $4\pi M_0 = 21$ кГс, $w = 1$ мкм, $t = 50$ нм при $\xi = 0.7$ было получено значение $\Delta f_{Br} \approx 1$ ГГц, см. рис.6a,b из работы [8]. Пренебрегая различием в ширине микрополосок и принимая во внимание, что $\Delta f_{Br} \sim f_m^2/f_p$ (см. формулу (9a) работы [8]), для решетки из полосок пермаллоя с $4\pi M_0 = 10.5$ кГс получим $\Delta f_{Br} \leq 250$ МГц. Такой полосе частот в касательно намагниченных пленках отвечает интервал полей $\delta H_{Br} \leq \gamma^{-1} \cdot 2\Delta f_{Br} \cdot f_0 / (2f_H + f_m) \approx 50$ Э, что

всегда меньше расстояния по полю между линиями 1 и LM в спектре ФМР $\delta H^{1,LM}$, минимальные значения которого достигаются при $\theta \approx 67-69^\circ$ и составляют $\delta H_{\min}^{1,LM} \approx 80$ Э. Выполнение неравенства $\delta H_{\min}^{1,LM} > \delta H_{Br}$ означает, что обнаруженный эффект “расталкивания” линий 1 и LM в спектре ФМР решетки из микрополосок обусловлен, в основном, эффектами гибридизации СВМ отдельных микрополосок, и его не следует связывать с перестройками спектра коллективных возбуждений решетки, вызванных изменением условий диполь-дипольного взаимодействия микрополосок при изменении угла намагничивания.

3. Таким образом, исследована зависимость спектра ФМР пермаллоевых микрополосок от угла θ между направлениями касательного магнитного поля и оси микрополоски. Обнаружено, что при углах $\theta \approx 70^\circ$ квазиоднородная и слабо локализованная краевая спин-волновые моды эффективно гибридизуются, что проявляется в расталкивании линий спектра ФМР микрополоски. Результаты эксперимента хорошо согласуются с результатами численного моделирования угловой зависимости спектра микрополоски. Полученные результаты показывают, что эффекты гибридизации квазиоднородных и слабо локализованных мод расширяют возможности метода ФМР в исследовании спектра спин-волновых возбуждений микрочастиц.

Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований ## 06-07-89341 и 08-02-00785-а.

1. C. Mathieu, J. Jorzick, A. Frank et al. Phys. Rev. Lett. **817**, 3968 (1998).
2. Y. Roussigne, S. M. Cherif, C. Dugautier, and P. Moch, Phys. Rev. B **63**, 134429 (2001).
3. J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands et al., Phys. Rev. Letters. **88**, 047204 (2002); C. Bayer, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, Appl. Phys. Letters **82**, 607 (2003).
4. P. Park, P. Eames, D. M. Engebretson et al., Phys. Rev. Letters **89**, 277201 (2002).
5. M. Bailleul, D. Olligs, and C. Fermon, Phys. Rev. Lett. **91**, 137204 (2003).
6. P. H. Bryant, J. F. Smyth, S. Scultz, and D. R. Fredkin, Phys. Rev. B **47**, 11255 (1993).
7. C. Bayer, J. P. Park, H. Wang et al., Phys. Rev. B **69**, 134401 (2004).
8. M. P. Kostylev, A. A. Stashkevich, and N. A. Sergeeva, Phys. Rev. B **69**, 064408 (2004).
9. G. Gubbiotti, S. Tacchi, G. Carlotti et al., Phys. Rev. B **72**, 224413 (2005).
10. G. Gubbiotti, M. Madami, S. Tacchi et al., J. Appl. Phys. **99**, 08C701 (2006).
11. S. Jung, B. Watkins, L. DeLong et al. Phys. Rev. **66**, 132401 (2002).
12. C. Yu, M. J. Pechan, and G. J. Mankey, Appl. Phys. Lett. **83**, 3498 (2003).
13. С. Л. Высоцкий, С. А. Никитов, Ю. А. Филимонов, ЖЭТФ **128**, 636 (2005).
14. L. Torres, L. Lopez-Dias, and J. Iniguez, Appl. Phys. Letters **73**, 3766 (1998).
15. Bijoy Kuanr, R. E. Camley, and Z. Celinski, Appl. Phys. Letters **87**, 012502 (2005).
16. K. Yu. Guslienko and A. N. Slavin, Phys. Rev. B **72**, 01446 (2005).
17. Я. А. Моносов, А. В. Вашковский РЭ **4**, 1632 (1959).
18. P. C. Fletcher and I. H. Solt, Journ. Appl. Phys. Suppl. **30**, 181 (1959).
19. В. Ф. Шкарь, И. М. Макмак, В. В. Петренко и др., Письма в ЖЭТФ **56**, 251 (1992).
20. С. Л. Высоцкий, Г. Т. Казаков, Ю. А. Филимонов и др., Письма в ЖЭТФ **61**, 693 (1995).
21. С. А. Киров, А. И. Пильщиков, Н. Е. Сырьев, ФТТ **17**, 2646 (1975).
22. M. Ramesh, E. Jedryka, P. E. Wigen et al., J. Appl. Phys. **57**, 3701 (1985).
23. П. Е. Зильберман, А. Г. Темиряев, М. П. Тихомирова, УФН **165**, 1219 (1995).
24. Н. М. Саланский, М. Ш. Ерухимов, *Физические свойства и применение тонких магнитных пленок*, Новосибирск, Наука, 1975.
25. OOMMF User's Guide, Version 1.0, Eds. M. Donahue and D. Porter, in Interagency Report NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, 1999.