

05

Стохастический резонанс в металлических сверхрешетках при поперечном шуме

© А.М. Шутый

Ульяновский государственный университет

E-mail: shuty@mail.ru

Поступило в Редакцию 17 сентября 2008 г.

На основе численного анализа системы связанных магнитных моментов многослойной металлической структуры исследован стохастический резонанс, возбуждаемый магнитным полем, которое включает продольный гармонический сигнал и поперечную, ориентированную в плоскости структуры, шумовую составляющую. Выявлена возможность управления резонансом за счет изменения амплитуды и частоты гармонического сигнала.

PACS: 05.45.Pq, 02.50.Ey, 75.70.Cn

Проявляемый в настоящее время большой интерес к стохастической динамике связан, во-первых, со стремлением анализировать модели, включающие различные случайные факторы, а во-вторых, с обнаружением ряда интересных эффектов, обусловленных влиянием шума [1]. К одному из таких эффектов относится стохастический резонанс, имеющий место в бистабильных системах различной природы и проявляемый в значительном увеличении их отклика на регулярный сигнал при оптимальной интенсивности шума [2,3]. Как правило, исследуются при этом структуры с сильным демпфированием [1]. Рассмотрение стохастичности, в том числе стохастического резонанса, широко проводится также в отношении магнитных систем [4,5]. При этом пленочные магнитоупорядоченные структуры являются весьма удобными объектами (с точки зрения возбуждения и наблюдения различных режимов) для анализа универсальных закономерностей хаотической и стохастической динамики [6,7]. Численный анализ показал, что в мультислойной антиферромагнитно упорядоченной структуре при продольной поляризации гармонического сигнала в зависимости от направления поляризации шумовой составляющей переменного маг-

нитного поля реализуются различные типы стохастического резонанса. В настоящей работе проводится исследование стохастического резонанса в случае поперечной плоскостной ориентации, воздействующего на систему шума.

Примем, что структура состоит из большого числа ($n \gg 1$) слоев магнитного металла с намагниченностью \mathbf{M}_i (i — номер слоя), разделенных немагнитными прослойками. Границы раздела слоев будем считать достаточно гладкими, а ферромагнитные слои — однородно намагниченными. Данные приближения широко используются при исследовании ориентационных фазовых переходов в мультислойных наноструктурах [8], а их корректность подтверждается экспериментально при рассмотрении ферромагнитного резонанса в структурах $(\text{Fe/Cr})_n$ [9]. Для структур данного типа магнитная анизотропия складывается из одноосной наведенной анизотропии и кристаллографической кубической анизотропии с осями [100] и [010], лежащими в плоскости слоев. Плотность свободной энергии системы определяется выражением:

$$F = \sum_i^n \left[-(\mathbf{H} + \mathbf{h})\mathbf{M}_i + \frac{K_{1i}}{4} (\sin^2 2\psi_i + \cos^4 \psi_i \sin^2 2\varphi_i) + \frac{K_{2i}}{16} \sin^2 2\psi_i \cos^2 \psi_i \sin^2 2\varphi_i + (K_{ui} - 2\pi M_i^2) \cos^2 \psi_i + \frac{J}{2} \mathbf{m}_i \mathbf{m}_{i+1} \right], \quad (1)$$

где $\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i/M_i$, J — константа билинейной связи, обусловленной косвенным обменным взаимодействием магнитных моментов ближайших слоев; $K_{1,2i}$ — первая и вторая константы кубической анизотропии, K_{ui} — константа ростовой анизотропии; \mathbf{H} и \mathbf{h} — статическое и переменное магнитные поля; φ_i — отсчитываемый от оси [100] азимутальный угол, определяющий плоскостную ориентацию магнитного момента; ψ_i — угол выхода вектора \mathbf{M}_i из плоскости пленки. Далее ограничимся случаем статического магнитного поля, ориентированного вдоль оси [100]. Магнитные слои принимаются идентичными, т.е. $M_i = M$, $K_{1,2i} = K_{1,2}$, $K_{ui} = K_u$, а константа связи J — положительной, что обеспечивает антиферромагнитную связь магнитных моментов соседних слоев. Таким образом, вся совокупность магнитных слоев разбивается на две подсистемы, обозначаемые ниже индексом $j = 1, 2$.

Уравнения движения для векторов намагниченности каждой из магнитных подсистем в сферической системе координат имеют вид [10]:

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}_j M \cos \psi_j &= \gamma \frac{\partial F}{\partial \psi_j} - \frac{\lambda}{M} \frac{1}{\cos \psi_j} \frac{\partial F}{\partial \varphi_j}, \\ \dot{\psi}_j M &= -\frac{\lambda}{M} \frac{\partial F}{\partial \psi_j} - \gamma \frac{1}{\cos \psi_j} \frac{\partial F}{\partial \varphi_j}, \end{aligned} \quad (2)$$

где γ — гиромагнитное отношение, λ — параметр диссипации. При численном анализе будем использовать параметры реальной структуры $(\text{Fe/Cr})_n$. Для слоев железа принимаем: $M = 1620 \text{ G}$, $K_1 = 4.6 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$, $K_u = 2.06 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$, $\lambda = 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 (\text{Oe} \cdot \text{s})^{-1}$. Параметры слоев хрома явно в (1) не входят — они определяют величину константы связи J [8].

В отсутствие переменного поля из-за больших размагничивающих полей магнитные моменты лежат в плоскости слоев (равновесные углы $\psi_{0j} = 0$). Анализ равновесных состояний показывает [11], что при исходных (когда $H = 0$) углах магнитных моментов $\psi_{01} = -\varphi_{02} = \pi/2$ в интервале значений $0 < H \leq H_a$ равновесной является неколлинеарная симметричная их ориентация ($\varphi_{02} = -\varphi_{01}$). Увеличение поля приводит к уменьшению угла между магнитными моментами $\Delta\varphi_0 = \varphi_{01} - \varphi_{02}$. Данный угол при критическом значении поля H_a достигает минимума, после чего в результате фазового перехода устанавливается коллинеарная и сонаправленная с полем ориентация магнитных моментов. Восстановление неколлинеарной конфигурации при уменьшении H происходит, когда $H = H_b < H_a$, т.е. изменение величины поля сопровождается петлями ориентационного гистерезиса и связанными с ними состояниями бистабильности. Выражения для критических значений полей имеют вид:

$$H_a = \frac{K_1}{M} \left(\frac{2J + 2K_1}{3K_1} \right)^{3/2}, \quad H_b = \frac{2}{M} (J - K_1). \quad (3)$$

С увеличением константы связи петля гистерезиса сужается, а угол $\Delta\varphi_0$ уменьшается и при значении $J = J_{ab}$, соответствующем равенству $H_a = H_b$, обращается в ноль вместе с исчезновением петли гистерезиса.

В случае продольной линейной поляризации переменного поля ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$) магнитные моменты двух подсистем всегда находятся в противофазе: $\varphi_1(t) = -\varphi_2(t)$, $\psi_1(t) = -\psi_2(t)$, имея малый угол выхода из

плоскости пленок (для используемых параметров $\psi_j(t)_{\max} \sim 10^{-2}$ deg). Ранее было показано [6], что при реализации узких петель гистерезиса, под воздействием периодического продольного поля $h(t) = h_h \sin(\omega t)$, имеющего амплитуду h_h , близкую к ширине петли, в рассматриваемой системе развиваются различные регулярные и хаотические режимы. На достаточно малых частотах ($\omega \leq 10 \div 40$ MHz) возбуждаются периодические режимы, имеющие вид перескоков между тремя равновесными состояниями (с $\varphi_0^{(1)} = 0$ и $\varphi_0^{(2)} = -\varphi_0^{(3)} \neq 0$).

При амплитуде поля h_h , недостаточной для возбуждения указанных колебательных режимов, реализуется стохастический резонанс, когда гармонический отклик системы на регулярный сигнал имеет максимум при определенном уровне шума. Шумовую составляющую магнитного поля возьмем линейно поляризованной в плоскости структуры, перпендикулярно гармонической составляющей. При этом переменное поле записывается в виде

$$\mathbf{h}(t) = h_h \sin(\omega t) \mathbf{e}_{\parallel} + \sigma \xi(t) \mathbf{e}_{\perp}, \quad (4)$$

где \mathbf{e}_{\parallel} и \mathbf{e}_{\perp} — единичные вектора вдоль осей [100] и [010] соответственно; σ — параметр, являющийся амплитудой шумового процесса, а $\xi(t)$ — случайная величина на интервале $[-1, 1]$, которая дискретно изменяется с шагом по времени τ , выступающим в роли времени корреляции.

На рис. 1 для одной из магнитных подсистем приведена временная зависимость азимутального угла колебаний при $h_h = 0.15$ Oe, частоте $\omega/2\pi = 3$ MHz и различном максимальном отклонении от нулевого среднего значения случайной составляющей поля при $\tau = 2 \cdot 10^{-11}$ s (здесь и далее). Константа связи принимается равной $J = 1.13 \cdot 10^6$ erg/cm³ (близкой к значению $J_{ab} \approx 1.15 \cdot 10^6$ erg/cm³), подмагничивающее поле $H = 2227.4$ Oe (что отвечает середине петли гистерезиса). Из приведенного рисунка видно, что в рассматриваемой системе при малом уровне шума колебания отсутствуют или имеют место отдельные низкоамплитудные всплески (*a*), при слишком интенсивном шуме динамика стохастическая (*d*), а в пределах некоторого интервала величины шумового воздействия в отклике системы существенно преобладает регулярная составляющая на частоте гармонического сигнала (*b*, *c*). Таким образом, имеет место эффект стохастического резонанса. При этом в случае малой величины шума

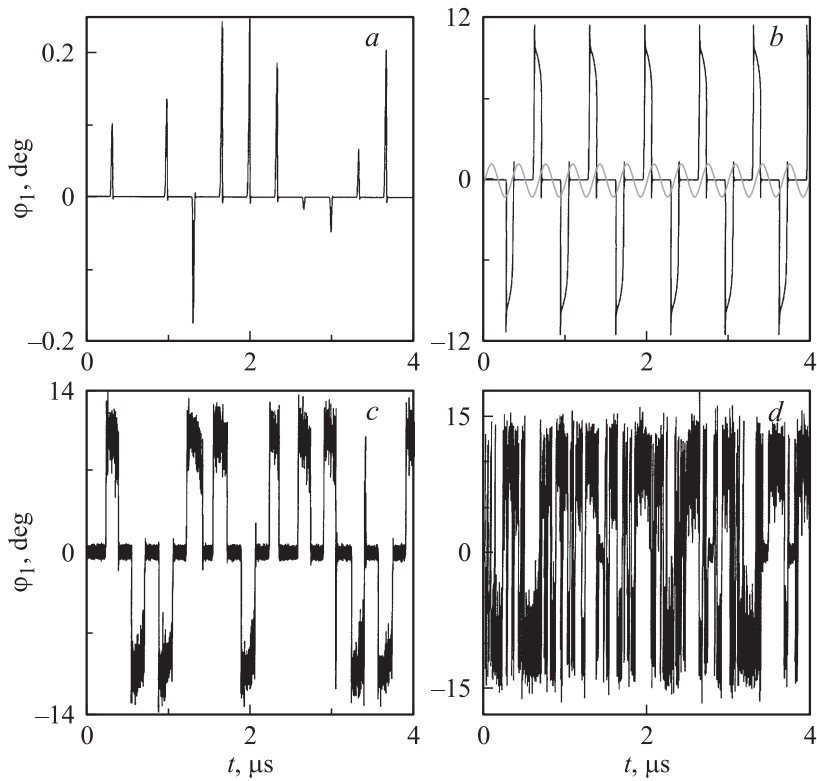


Рис. 1. Временная зависимость азимутального угла одной из магнитных подсистем при $h_n = 0.15$ Ое, $\omega/2\pi = 3$ МГц и различном уровне шума $\sigma = 10^{-4}$, 0.1, 1, 10 Ое (a-d); серой линией (b) показана функция $\sin(\omega t)$, в усл. ед.

(но достаточной для реализации высокоамплитудных $|\varphi_j|_{\max} > 1$ deg динамических режимов) устанавливающиеся колебания практически не отличаются от регулярных колебаний (b). Режимы данного типа характеризуются наличием „нулевых“ фаз, в которых $\varphi_j(t) = 0$, и короткими переходными участками с высокочастотными затухающими колебаниями магнитных моментов; при этом амплитуда определяется преимущественно углом $\Delta\varphi_0$. В случае увеличения шума амплитуда колебаний несколько увеличивается, и все сильнее в динамике на-

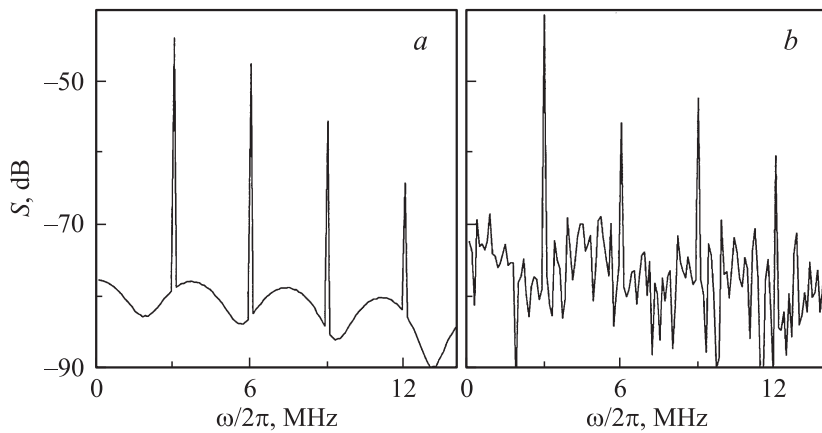


Рис. 2. Спектр мощности колебаний модуля азимутального угла.

чинает проявляться стохастическая составляющая в виде наложения низкоамплитудных стохастических колебаний на высокоамплитудный квазирегулярный режим (*c*). Кроме того, в последнем случае наблюдается случайная смена полуплоскостей азимутального угла, в которых совершаются колебания выбранного магнитного момента. Динамика второй магнитной подсистемы при стохастическом резонансе близка к противофазной $\varphi_2(t) \approx -\varphi_1(t)$.

Для исследования спектра полученной динамики необходимо рассматривать абсолютную величину угла колебаний магнитных моментов. На рис. 2 приведен спектр мощности колебаний модуля азимутального угла $|\varphi_j|(t)$ при $\sigma = 0.1$, 4 Ое (*a*, *b*) и остальных параметрах, отвечающих рис. 1. Видно, что в широком диапазоне шумового параметра σ имеют место хорошо выделяемые максимумы мощности колебаний на частоте гармонического сигнала и кратных частотах, со значительным преобладанием первого. При этом рост амплитуды шума, как правило, приводит к увеличению отношения мощности колебаний на частоте сигнала к мощности на удвоенной частоте.

Зависимость от уровня шума характеристики сигнал/шум, т.е. $R(\sigma)$ — отношение мощности колебаний на частоте гармонического сигнала к шумовому „пьедесталу“ — усредненной мощности на других

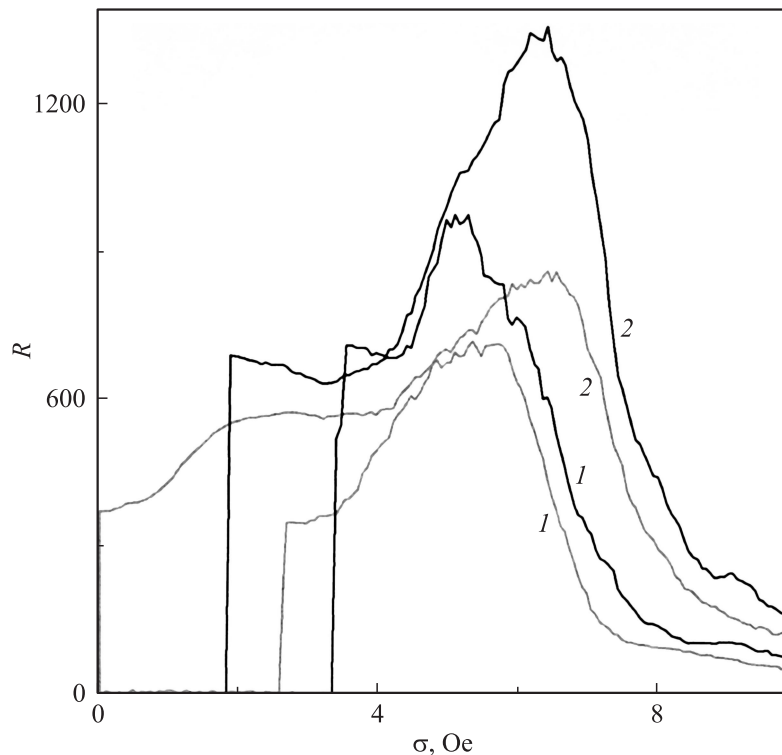


Рис. 3. Зависимость от уровня шума σ отношения сигнал/шум.

частотах (включая частоты, кратные ω), приведена на рис. 3 для $h_h = 0.1, 0.15$ Oe (кривые 1 и 2) и $\omega/2\pi = 3.6$ MHz (серые и черные кривые соответственно), остальные параметры прежние. Разница между величиной σ , при которой динамика магнитных моментов, практически, отсутствует, и величиной, при которой колебания выходят на характерную амплитуду, очень незначительна, что обуславливает резкое изменение рассматриваемой зависимости в области малых σ и позволяет говорить о критической величине σ_c , отвечающей динамическому фазовому переходу системы. С уменьшением амплитуды h_h и удалением ее от значений, при которых возбуждаются колебательные режимы без

дополнительного шумового воздействия, значение σ_c возрастает. Так, на частоте $\omega/2\pi = 3$ МГц при $h_h = 0.15, 0.14, 0.13$ Ое соответственно $\sigma_c \sim 10^{-4}, 10^{-2}, 10^{-1}$ Ое, а при $h_h = 0.1$ Ое, как видно из рисунка, $\sigma_c \approx 2.625$ Ое. Максимум $R(\sigma)$ реализуется при достаточно больших уровнях шума ($\sigma_c \approx 5 \div 6$ Ое) и соответствует режимам, аналогичным динамике, приведенной на рис. 1, с. Уменьшение отношения R (нарастание стохастичности колебаний) с ростом уровня шума имеет плавный характер. Увеличение частоты гармонического поля главным образом сказывается на росте отношения сигнал/шум и увеличении критического значения уровня шума σ_c .

Таким образом, проведенный анализ выявил, что при возбуждении связанных магнитных моментов многослойной металлической структуры переменным магнитным полем с продольной периодической (на частоте порядка 1 МГц) и поперечной шумовой составляющей реализуется эффект стохастического резонанса: установление колебательной динамики с преобладающей гармонической составляющей на частоте сигнала только при отличном от нуля уровне воздействующего шума. Основными особенностями обнаруженного стохастического резонанса является наличие критического значения уровня шума σ_c , отвечающего фазовому переходу от динамической невосприимчивости к высокоамплитудным квазирегулярным колебаниям магнитных моментов, а также наличие широкого интервала интенсивности шума, соответствующего возбуждению указанных режимов. В заключение следует заметить, что при численном исследовании использовалась наиболее простая модель случайного процесса, однако основные особенности выявленного эффекта должны сохраняться и в случае других типов шумового воздействия.

Работа поддержана грантом президента РФ (№ МД-3169.2007.2).

Список литературы

- [1] Анищенко В.С., Астахов В.В., Вадивасова Т.Е., Нейман А.Б., Стрелкова Г.И., Шиманский-Гайер Л. Нелинейные эффекты в хаотических и стохастических системах. М.; Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. 544 с.
- [2] Геращенко О.В. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 6. С. 82–86.
- [3] Zhou B., Xu W. // Chaos, Solitons & Fractals. 2008. V. 38. N 4. P. 1146–1151.

- [4] *Kalmykov Y.P., Raikher Y.L., Coffey W.T., Titov S.V.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. 012415 (4 p.).
- [5] *Testa L., Trapanese M.* // Physica B: Phys. of Condensed Mat. 2008. V. 403. N 2–3. P. 486–490.
- [6] *Семенов Д.И., Шутый А.М.* // УФН. 2007. Т. 177. № 8. С. 831–857.
- [7] *Шутый А.М.* // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. В. 3. С. 181–186.
- [8] *Демокритов С.О., Дровосеков А.В., Крейнес Н.И., Нембах Х., Рикарт М., Холин Д.И.* // ЖЭТФ. 2002. Т. 122. В. 6 (12). С. 1233–1246.
- [9] *Дровосеков А.Б., Жотикова О.В., Крейнес Н.М., Мецьяков В.Ф., Миляев М.А., Ромашев Л.Н., Устинов В.В., Холин Д.И.* // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. В. 5 (11). С. 1817–1833.
- [10] *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебаний и волны. М.: Наука–Физматлит, 1994. 464 с.
- [11] *Шутый А.М., Семенов Д.И.* // ФММ. 2004. Т. 97. В. 2. С. 24–31.