Письма в ЖЭТФ, том 103, вып. 1, с. 44 – 49 © 2016 г. 10 января

Исследование методом ФМР анизотропных свойств эпитаксиальной пленки Fe_3Si на вицинальной поверхности Si(111)

Б. А. Беляев[+*×1)], *А. В. Изотов*[+*]

[+]*Институт физики им. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия*

[*]*Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия*

[×]*Сибирский государственный аэрокосмический университет им. Решетнева, 660014 Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 2 ноября 2015 г.

Методом ферромагнитного резонанса измерены анизотропные характеристики эпитаксиальной тонкой магнитной пленки силицида железа Fe_3Si, выращенной на вицинальной поверхности кремния Si(111) с углом разориентации 0.14°. Показано, что по угловым зависимостям поля ферромагнитного резонанса эпитаксиальной пленки можно определить одновременно полярный и азимутальный углы разориентации кристаллографической плоскости подложки. Определены значения эффективной намагниченности насыщения пленки $M_{\mathrm{eff}} = 1105$ Гс и константы кубической магнитокристаллической анизотропии $K_4 = 1.15\cdot 10^5$ эрг/см^3. Разориентация плоскости подложки приводит к образованию ступенек на поверхности пленки и, как следствие, к возникновению одноосной магнитной анизотропии магнитодипольной природы, константа которой $K_2 = 796$ эрг/см^3. Обнаружена небольшая однонаправленная магнитная анизотропия ($K_1 = 163$ эрг/см^3), возникновение которой может быть связано с нарушением симметрии на ступеньках пленки и обусловлено взаимодействием Дзялошинского–Мория.

DOI: 10.7868/S0370274X16010082

1. Эпитаксиальные ферромагнитные пленки и различные слоистые структуры, выращенные на монокристаллических подложках, активно исследуются благодаря перспективам их использования в качестве элементов магнитоэлектронных устройств [1, 2]. Для изготовления таких структур, как правило, применяются традиционные полупроводниковые технологии, используемые в микроэлектронике. В последние годы особое внимание уделяется изучению магнитных пленок, выращенных на вицинальных срезах монокристаллических подложек Si(111), для которых хорошо развиты методы создания ступенчатых поверхностей, обеспечивающие высокую точность величины шага и высоты ступеней [3, 4]. При этом появляется возможность в широких пределах управлять магнитными свойствами пленок, варьируя в небольших пределах угол разориентации вицинальной поверхности Si(111) [5, 6]. В частности, эксперименты показывают, что значительные изменения анизотропных свойств тонких магнитных пленок наблюдаются даже при углах отклонения плоскости подложки от сингулярной поверхности менее одного градуса [7]. Однако природа магнитной анизотропии пленок на вицинальных поверхностях до конца не выяснена. Ее исследованиям посвящается множество работ [5–8], в которых для количественного определения магнитной анизотропии используются различные методы, в том числе и метод ферромагнитного резонанса (ФМР), обладающий не только достаточной чувствительностью, но и высокой точностью измерения [9].

В настоящей работе методом ФМР исследуются магнитные свойства эпитаксиальной тонкой пленки Fe_3Si, выращенной на вицинальной поверхности кремния Si(111) с малым (порядка 0.1°) углом разориентации, с целью изучения природы наблюдаемых особенностей магнитной анизотропии в таких образцах.

2. Тонкая пленка Fe_3Si была получена методом одновременного термического испарения железа и кремния из двух тиглей в сверхвысоком вакууме ($1.3\cdot 10^{-8}$ Па) с последующим осаждением атомов на допированную бором атомарно чистую вицинальную подложку Si(111) (с углом разориентации порядка 0.1°), как это описано в работе [10]. Эпитаксиальный рост контролировался *in situ* быстродействующим лазерным эллипсометром и методом дифракции отраженных быстрых электронов. Структура и фазовый состав образца были определены методами просвечивающей электронной микроскопии

[1)]e-mail: belyaev@iph.krasn.ru

и рентгеноструктурного анализа. Было установлено, что тонкая пленка представляет собой монокристаллический силицид Fe_3Si с параметром элементарной ячейки $a = 0.564$ нм и межплоскостным расстоянием $h = 0.33$ нм. При этом измеренная толщина d магнитной пленки составляла 20 нм.

Исследование магнитных свойств на локальных участках пленки Fe_3Si проводилось на автоматизированном сканирующем спектрометре ферромагнитного резонанса [11], который позволяет регистрировать спектры ФМР при различных направлениях магнитного поля развертки. В качестве сверхвысокочастотного (СВЧ) датчика в нем используется миниатюрный микрополосковый резонатор, изготовленный на подложке с высокой диэлектрической проницаемостью. Вблизи пучности высокочастотного магнитного поля в экране резонатора проделано измерительное отверстие диаметром 1 мм, благодаря которому и обеспечивается локальность измерений. В спектрометре резонансное поглощение СВЧ-мощности исследуемым участком пленочного образца регистрируется, как обычно, модуляционным методом [12] по изменению добротности резонатора в процессе развертки постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости пленки. Основным достоинством сканирующего спектрометра является его высокая чувствительность, обусловленная большим коэффициентом заполнения микрополоскового резонатора измеряемым участком образца в силу миниатюрности резонатора.

На рис. 1 показаны зависимости резонансного поля H_R (белые кружки) и ширины линии ФМР ΔH (черные треугольники) от направления внешнего магнитного поля развертки φ_H, снятые с шагом 2° на частоте накачки $f_0 = 3.329$ ГГц. В эксперименте поле развертки и линейно поляризованное высокочастотное магнитное поле были ориентированы в плоскости пленки, а их направления были взаимно ортогональны. Видно, что исследуемый образец имеет сложную угловую зависимость $H_R(\varphi_H)$, на которой хорошо выражены 6 максимумов и 6 минимумов. Анализ снятой зависимости позволяет предположить, что наряду с кубической анизотропией (анизотропией четвертого порядка) в исследуемой пленке Fe_3Si присутствует одноосная магнитная анизотропия (второго порядка) и, возможно, однонаправленная анизотропия (первого порядка). Видно также, что исследуемый образец имеет сравнительно узкую линию однородного ФМР, ширина которой изменяется в пределах лишь одного эрстеда (10–11 Э). При этом на зависимости $\Delta H(\varphi_H)$ наблюдается только по 4 минимума и максимума, как это имеет место в пленках с одноосной магнитной анизотропией [13].

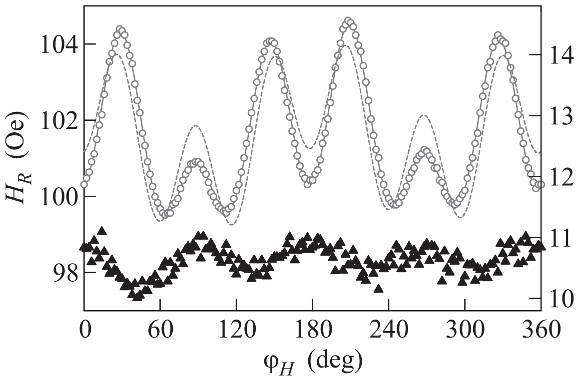

Рис. 1. Зависимости резонансного поля H_R и ширины линии ФМР ΔH от направления магнитного поля развертки φ_H. Значки – эксперимент, линии – расчет модели пленки на вицинальной поверхности с $\delta = 0.14°$ (сплошная) и на сингулярной поверхности с $\delta = 0°$ (штриховая)

3. Для анализа и интерпретации экспериментальных результатов рассмотрим модель исследуемой пленки силицида железа, осажденной на вицинальную поверхность (111) с малым углом разориентации δ (рис. 2a), который отсчитывается от оси z, направленной ортогонально плоскости пленки, в декартовой системе координат. На рис. 2b представлена плоскость пленки, на которой показаны направления полей анизотропии (осей легкого намагничивания), обусловленных однонаправленной анизотропией H_{k1} и одноосной анизотропией H_{k2}. Здесь φ_1, φ_2 и φ_4 – углы направлений полей анизотропии и кристаллографического направления $[1\,\bar{1}\,0]'$ соответственно, измеренные относительно оси x.

Теоретический анализ модели безграничной однородно намагниченной тонкой магнитной пленки будем проводить, используя феноменологический подход. Пусть намагниченность насыщения пленки равна M_s, а вектор намагниченности $\mathbf{M}$ в декартовой системе координат xyz (рис. 2) характеризуется полярным углом θ, образованным с плоскостью пленки, и азимутальным углом φ, измеренным относительно оси x. Пусть постоянное магнитное поле $\mathbf{H}$ ориентировано в плоскости пленки под углом φ_H, также отсчитываемым от оси x. В этом случае плотность свободной энергии можно представить в виде суммы:

$$F(\theta,\varphi) = -M_s H \cos(\varphi - \varphi_H) \sin\theta +$$
$$+ 2\pi M_s^2 \cos^2\theta - K_\perp \cos^2\theta -$$
$$- K_1 \sin\theta \cos(\varphi-\varphi_1) - K_2 \sin^2\theta \cos^2(\varphi-\varphi_2) + F_{mc}. \quad (1)$$

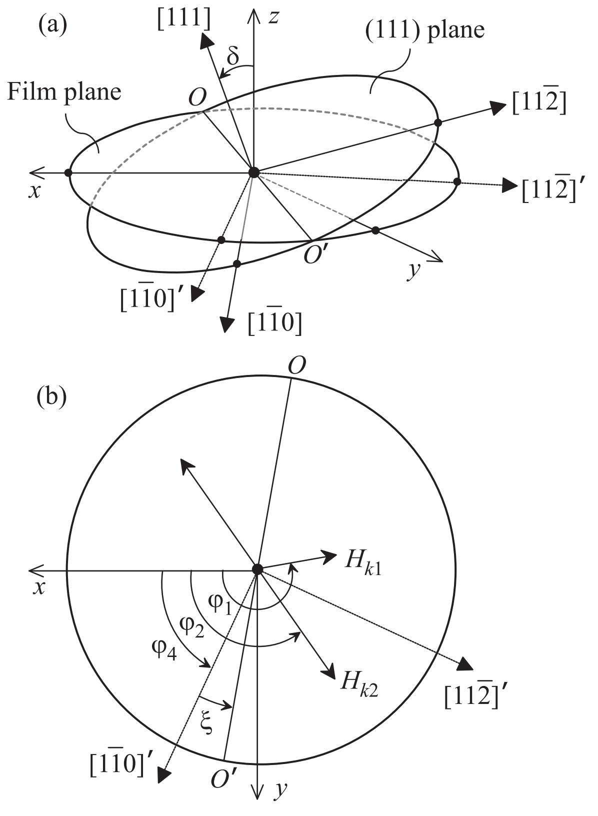

Рис. 2. (a) – Система координат и схема расположения кристаллографической плоскости (111) монокристаллической пленки Fe_3Si относительно ее поверхности. (b) – Принятые обозначения феноменологической модели тонкой пленки (вид сверху)

Здесь первое и второе слагаемые описывают вклады энергии Зеемана и энергии размагничивающего поля пленки. Третье слагаемое описывает энергию одноосной ортогональной анизотропии с константой $K_\perp$, которая, как известно, в тонкой пленке учитывает нарушение симметрии на ее поверхности и на интерфейсе между пленкой и подложкой. Следующие два слагаемых в (1) описывают энергии однонаправленной с константой K_1 и одноосной с константой K_2 магнитной анизотропий, поля H_{k1} и H_{k2} которых находятся в плоскости пленки и направлены под углами φ_1 и φ_2 (рис. 2b). Последнее слагаемое F_{mc} – энергия магнитокристаллической анизотропии, связанной с магнитной анизотропией кубического кристалла.

Известно, что для кристаллов кубической сингонии энергия магнитной анизотропии с константой K_4 записывается в виде $F_{mc} = K_4(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2)$, где α_1, α_2, α_3 – направляющие косинусы вектора намагниченности $\mathbf{M}$ относительно осей четвертого порядка [100], [010], [001]. В случае, когда монокристаллические тонкие пленки формируются на вицинальных поверхностях (111), для которых характерны малые углы разориентации δ, как правило не превышающие 5°, при вычислении F_{mc} можно воспользоваться линейным приближением разложения энергии по малому параметру δ. Тогда для геометрии тонкой пленки, представленной на рис. 2, магнитокристаллическая анизотропия будет иметь следующий вид:

$$F_{mc} = K_4\left(\frac{1}{3}\cos^4\theta + \frac{1}{4}\sin^4\theta\right) -$$
$$-\frac{K_4\sqrt{2}}{3}\sin^3\theta\cos\theta\cdot\sin^3(\varphi-\varphi_4) +$$
$$+\delta\frac{K_4}{6}\{\sin 2\theta\cdot(7\sin^2\theta-4)\cdot\sin(\varphi-\varphi_4+\xi) +$$
$$+\sqrt{2}\sin^2\theta\cdot(7\sin^2\theta-6)\cdot\cos 2(\varphi-\varphi_4-\xi/2) -$$
$$-\sqrt{2}\sin^4\theta\cdot\cos 4(\varphi-\varphi_4+\xi/4)\}. \qquad (2)$$

Важно отметить, что в системах с пониженной размерностью, таких, как тонкие пленки, вклад энергии размагничивающего поля, обусловленный анизотропией формы, как правило, оказывается доминирующим в суммарной энергии магнитной анизотропии. Поэтому именно анизотропия формы в значительной степени ответственна за планарную ориентацию намагниченности в образце. Однако заметим, что для ультратонких пленок, толщина которых не превышает нескольких атомарных монослоев, относительный вклад энергии поверхностной анизотропии становится значительным, а потому возможна ориентация самопроизвольной намагниченности нормально плоскости пленки [14].

Для расчета частоты однородного ферромагнитного резонанса ω_0 удобно воспользоваться формулой Смита–Сула [15, 16], в которой требуется вычисление двойных частных производных $F_{\theta\theta}$, $F_{\varphi\varphi}$ и $F_{\theta\varphi}$ от выражения для плотности распределения свободной энергии по углам ориентации намагниченности θ и φ в сферической системе координат:

$$\omega_0 = \frac{\gamma}{M_s\sin\theta_M}\left[F_{\varphi\varphi}F_{\theta\theta} - F_{\theta\varphi}\right]^{1/2}_{\theta_M,\varphi_M}, \qquad (3)$$

где γ – гиромагнитное отношение. При этом частные производные вычисляются для углов $\theta = \theta_M$ и $\varphi = \varphi_M$, отвечающих равновесному положению вектора намагниченности $\mathbf{M}$, которое, очевидно, соответствует минимуму свободной энергии F. Поэтому углы θ_M и φ_M определяются из следующих уравнений:

$$F_\varphi(\theta_M,\varphi_M) = 0, \quad F_\theta(\theta_M,\varphi_M) = 0. \qquad (4)$$

Таблица 1. Параметры феноменологической модели тонкой пленки Fe_3Si, полученные аппроксимацией экспериментальной зависимости $H_R(\varphi_H)$

Подложка Si(111)	M_{eff}, Гс	K_1, эрг/см^3 (H_{k1}, Э)	φ_1, град.	K_2, эрг/см^3 (H_{k2}, Э)	φ_2, град.	K_4, эрг/см^3 (H_{k4}, Э)	φ_4, град.	ξ, град.	δ, град.
Сингулярная	1105.4	169 (0.15)	64.66	644 (1.17)	90.30	$1.152\cdot 10^5$ (208.34)	87.96	0	0
Вицинальная	1105.3	163 (0.15)	64.81	796 (1.44)	90.38	$1.149\cdot 10^5$ (207.93)	87.94	5.00	0.14

В случае, когда спектры ферромагнитного резонанса регистрируются при развертке постоянного магнитного поля H, по формулам (3) и (4) несложно рассчитать резонансное поле H_R для любой фиксированной частоты $\omega_0 = 2\pi f_0$, где f_0 – частота СВЧ-накачки, которая, как уже отмечалось, в эксперименте равнялась 3.329 ГГц.

4. Очевидно, для того чтобы теоретическую зависимость поля ФМР, рассчитанную при варьировании направления постоянного магнитного поля развертки по формулам (3) и (4), согласовать с экспериментальной зависимостью $H_R(\varphi_H)$ (см. рис. 1), необходимо подобрать величины всех параметров феноменологической модели исследуемой пленки. Для удобства и ускорения процесса подбора параметров модели была разработана итерационная процедура численного анализа, позволяющая автоматизировать процесс аппроксимации экспериментальной зависимости $H_R(\varphi_H)$ соответствующей теоретической зависимостью так, чтобы минимизировать расхождение теории и эксперимента.

Если предположить в теоретической модели пленки, что угол разориентации вицинальной поверхности $\delta = 0^\circ$, т.е. экспериментальный образец выращен на сингулярной поверхности Si(111), то теоретическая зависимость $H_R(\varphi_H)$, полученная аппроксимацией экспериментальных точек (штриховая линия на рис. 1), будет лишь качественно согласоваться с экспериментом. Оптимальные параметры феноменологической модели пленки Fe_3Si, обеспечивающие минимальные отклонения теории от эксперимента для данного случая, представлены в первой строке табл. 1. Здесь используются следующие обозначения: эффективная намагниченность насыщения $M_{\text{eff}} = M_s - K_\perp/2\pi M_s$, поле однонаправленной анизотропии $H_{k1} = K_1/M_{\text{eff}}$, одноосной – $H_{k2} = 2K_2/M_{\text{eff}}$, кубической – $H_{k4} = 2K_4/M_{\text{eff}}$.

На рис. 1 сплошной линией показана теоретическая зависимость $H_R(\varphi_H)$, построенная для модели пленки, соответствующей экспериментальному образцу, выращенному на вицинальной поверхности подложки ($\delta \neq 0^\circ$). В этом случае при аппроксимации экспериментальных точек, обеспечивающей минимальные отклонения теории и эксперимента, вместе с магнитными параметрами феноменологической модели исследуемой пленки Fe_3Si подбирались и значения углов δ и ξ разориентации ее поверхности (см. рис. 2). Полученные таким образом значения оптимальных параметров представлены во второй строке табл. 1. Видно, что изготовленная пленка силицида железа на вицинальной поверхности Si(111) разориентирована в двух направлениях: полярный угол грани (111) отклонен на $\delta = 0.14^\circ$ в направлении $[1\,1\,\bar{2}]$, а азимутальный – на $\xi = 5^\circ$ в направлении $[\bar{1}\,1\,0]$ (см. рис. 2).

В работе [17] показано, что при толщине пленки Fe_3Si свыше 20 атомарных монослоев вклад ортогональной поверхностной анизотропии $K_\perp$ в эффективную намагниченность насыщения становится незначительным. Учитывая тот факт, что толщина исследуемой пленки Fe_3Si составляет порядка 60 монослоев, можно считать, что намагниченность насыщения образца $M_s \approx M_{\text{eff}} = 1105.3$ Гс. Важно отметить, что полученное значение M_s примерно на 10 % выше, чем для пленки Fe_3Si [18], выращенной на Si(111) ($M_s \approx 1000$ Гс), и почти на 14 % выше, чем для пленки Fe_3Si [17], выращенной на GaAs(001) ($M_s \approx 970$ Гс). Однако эта намагниченность примерно на 9 % ниже, чем у объемного Fe_3Si ($M_s \approx 1248$ Гс) [19]. Полученное значение константы магнитокристаллической анизотропии $K_4 = 1.149\cdot 10^5$ эрг/см^3 хорошо согласуется со значением для объемного Fe_3Si ($\sim 1.08\cdot 10^5$ эрг/см^3) [19], но почти в 2 раза выше, чем для Fe_3Si, выращенного на GaAs(001) ($\sim 6\cdot 10^4$ эрг/см^3) в работе [17].

Известно, что в сформированных на вицинальных поверхностях тонких ферромагнитных пленках дополнительно возникает одноосная магнитная анизотропия [8]. Природа этой анизотропии может быть связана с нарушением симметрии на ступенчатой поверхности пленки [20], а также с упругими напряжениями, возникающими в интерфейсе между пленкой и подложкой из-за несоответствия параметров решетки [21]. Кроме того, важным источником одноосной магнитной анизотропии является дальнодействующее магнитодипольное взаимодействие, которое благодаря наведенным на ступенях магнитным зарядам делает направление намагничивания вдоль ступеней энергетически более выгодным [22].

Для того чтобы оценить степень влияния размагничивающих полей, возникающих из-за наличия ступеней на поверхности и интерфейсе структуры $Fe_3Si/Si(111)$, мы воспользовались предложенной Шлеманом [23] формулой для размагничивающего фактора: $N \approx \pi\langle p^2\rangle/\lambda d$. Здесь $\langle p^2\rangle$ – среднеквадратичное отклонение поверхности пленки от среднего значения, а λ – пространственный период этих отклонений. С учетом используемой в нашей работе геометрии образца поле магнитодипольной анизотропии

$$H_u \approx 4\pi M_s \frac{2\pi}{3}\frac{h}{d}\mathrm{tg}\,\delta. \qquad (5)$$

В результате находим значение поля одноосной магнитодипольной анизотропии $H_u = 1.21$ Э, что очень хорошо согласуется с полученным для исследуемой пленки Fe_3Si значением H_{k2}. Учитывая, что направление одноосной анизотропии φ_2 практически совпадает с направлением ступеней, можно с большой долей уверенности считать, что основным источником одноосной анизотропии в пленке Fe_3Si на вицинальной подложке Si(111) является магнитодипольное взаимодействие.

Особый интерес представляет наблюдаемая в пленках Fe_3Si однонаправленная анизотропия. Несмотря на то что значение $H_{k1} = 0.15$ Э практически на порядок меньше поля одноосной анизотропии, ее вклад отчетливо проявляется в угловой зависимости резонансного поля. Однонаправленная анизотропия ранее уже наблюдалась в пленках Co, эпитаксиально выращенных на вицинальных поверхностях Cu (1117) [24, 25]. Однонаправленный сдвиг измеренной с помощью магнитооптического эффекта Керра петли гистерезиса составлял порядка 1.5 Э. Интересно, что этот сдвиг наблюдался под углом 65° к граням ступеней на поверхности Co. В пленках Fe_3Si мы наблюдали схожую картину: однонаправленная анизотропия направлена не вдоль и не поперек ступеней, а под углом примерно 62° относительно направления, ортогонального ступеням. В работе [26] авторы указали на возможную физическую природу однонаправленной анизотропии в Co/Cu (1117). По их мнению, наиболее вероятной причиной наблюдаемого эффекта является взаимодействие Дзялошинского–Мория [27, 28], возникающее из-за нарушения симметрии на ступенях ферромагнитной пленки. Однако для подтверждения данной гипотезы требуются дополнительные исследования.

Важно отметить, что значения магнитных параметров феноменологической модели исследуемой пленки как на сингулярной и на вицинальной поверхностях имеют относительно небольшое отличие (см. табл. 1). Однако учет в модели небольшой разориентации плоскости подложки (111) на угол $\delta = 0.14°$ в направлении $[1\,1\,\bar{2}]$ и на угол $\xi = 5°$ в направлении $[\bar{1}\,1,\,0]$ приводит к существенному изменению угловой зависимости $H_R(\varphi_H)$ и практически точному соответствию теории и эксперимента.

Таким образом, в работе методом ФМР проведено исследование магнитных свойств эпитаксиальной тонкой пленки Fe_3Si, выращенной на вицинальной поверхности кремния Si(111). Определены значения эффективной намагниченности насыщения, $M_{\mathrm{eff}} = 1105$ Гс, и константы кубической магнитной анизотропии, $K_4 = 1.15 \cdot 10^5$ эрг/см^3. Установлено, что пленка обладает также одноосной магнитной анизотропией, характеризуемой константой $K_2 = 796$ эрг/см^3, и небольшой однонаправленной магнитной анизотропией с константой $K_1 = 163$ эрг/см^3. Из анализа полученных результатов установлено, что одноосная магнитная анизотропия имеет магнитодипольную природу, которая связана с образованием магнитных зарядов на неровностях (ступеньках) поверхности пленки, существующих в силу небольшой разориентации подложки относительно плоскости (111). Высокая чувствительность метода ФМР к малым отклонениям поверхности пленки сингулярной грани (111) позволяет использовать его для оперативной и сравнительно простой диагностики степени разориентации вицинальных поверхностей.

Авторы выражают глубокую благодарность С.Н. Варнакову и И.А. Яковлеву за предоставленный для исследования образец пленки силицида железа. Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ Сибирскому федеральному университету на выполнение НИР в 2014 году (задание # 3.528.2014K).

1. S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, Science **294**, 1488 (2001).
2. I. Zutic, J. Fabian, and S. D. Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
3. J.-L. Lin, D. Y. Petrovykh, J. Viernow, F. K. Men, D. J. Seo, and F. J. Himpsel, J. Appl. Phys. **84**, 255 (1998).

4. F. K. Men, F. Liu, P. J. Wang, C. H. Chen, D. L. Cheng, J. L. Lin, and F. J. Himpsel, Phys. Rev. Lett. **88**, 096105 (2002).
5. A. Stupakiewicz, E. Y. Vedmedenko, A. Fleurence, T. Maroutian, P. Beauvillain, A. Maziewski, and R. Wiesendanger, Phys. Rev. Lett. **103**, 137202 (2009).
6. К. С. Ермаков, Ю. П. Иванов, Л. А. Чеботкевич, ФТТ **52**, 2392 (2010).
7. Y. P. Fang, W. He, H. L. Liu, Q. F. Zhan, H. F. Du, Q. Wu, H. T. Yang, X. Q. Zhang, and Z. H. Cheng, Appl. Phys. Lett. **97**, 022507 (2010).
8. Y. Shiratsuchi, M. Yamamoto, and S. D. Bader, Prog. Surf. Sci. **82**, 121 (2007).
9. M. Farle, Rep. Prog. Phys. **61**, 755 (1998).
10. И. А. Яковлев, С. Н. Варнаков, Б. А. Беляев, С. М. Жарков, М. С. Молокеев, И. А. Тарасов, С. Г. Овчинников, Письма в ЖЭТФ **99**, 610 (2014).
11. B. A. Belyaev, A. V. Izotov, and A. A. Leksikov, IEEE Sensors **5**, 260 (2005).
12. Б. А. Беляев, А. А. Лексиков, И. Я. Макиевский, В. В. Тюрнев, ПТЭ **3**, 106 (1997).
13. Б. А. Беляев, А. В. Изотов, С. Я. Кипарисов, Г. В. Скоморохов, ФТТ **50**, 650 (2008).
14. M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. Den Broeder, and J. J. De Vries, Rep. Prog. Phys. **59**, 1409 (1996).
15. J. Smit and H. Beljers, Philips Res. Rep. **10**, 113 (1955).
16. H. Suhl, Phys. Rev. **97**, 555 (1955).
17. S. Noor, I. Barsukov, M. S. Özkan, L. Elbers, N. Melnichak, J. Lindner, M. Farle, and U. Köh, J. Appl. Phys. **113**, 103908 (2013).
18. T. Sadoh, T. Takeuchi, K. Ueda, A. Kenjo, and M. Miyao, Jpn J. Appl. Phys. **45**, 3598 (2006).
19. H. P. J. Wijn, *Magnetic Properties of Metals: D-Elements, Alloys and Compounds*, Springer (1991), 190 p.
20. D. S. Chuang, C. A. Ballentine, and R. C. O. Handley, Phys. Rev. B **49**, 15084 (1994).
21. D. Sander, J. Phys.: Cond. Mat. **16**, R603 (2004).
22. R. Arias and D. L. Mills, Phys. Rev. B **59**, 11871 (1999).
23. E. Schlömann, J. Appl. Phys. **41**, 1617 (1970).
24. W. Wulfhekel, S. Knappmann, B. Gehring, and H. P. Oepen, Phys. Rev. B **50**, 16074 (1994).
25. W. Wulfhekel, S. Knappmann, and H. P. Oepen, J. Appl. Phys. **79**, 988 (1996).
26. R. Skomski, H. P. Oepen, and J. Kirschner, Phys. Rev. B **58**, 11138 (1998).
27. I. Dzyaloshinski, J. Phys. Chem. Sol. **4**, 241 (1958).
28. T. Moriya, Phys. Rev. **120**, 91 (1960).