

Исследование методом ФМР анизотропных свойств эпитаксиальной пленки Fe_3Si на вицинальной поверхности $\text{Si}(111)$

Б. А. Беляев^{+*×1)}, А. В. Изов^{+*}

⁺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 $\text{Si}(111)$ 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 $M_{\text{eff}} = 1105$ Гс и константы кубической магнитокристаллической анизотропии $K_4 = 1.15 \cdot 10^5$ эрг/см³. 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/см³. Обнаружена небольшая однонаправленная магнитная анизотропия ($K_1 = 163$ эрг/см³), 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 $\text{Si}(111)$, 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 $\text{Si}(111)$ [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 кон-

ца 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 $\text{Si}(111)$ 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 $\text{Si}(111)$ (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 ме-

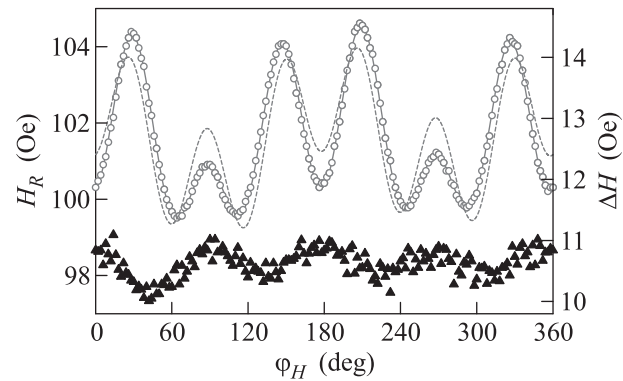


Рис. 1. Зависимости резонансного поля H_R и ширины линии ФМР ΔH от направления магнитного поля развертки φ_H . Значки – эксперимент, линии – расчет модели пленки на вицинальной поверхности с $\delta = 0.14^\circ$ (сплошная) и на сингулярной поверхности с $\delta = 0^\circ$ (штриховая)

сто в пленках с одноосной магнитной анизотропией [13].

3. Для анализа и интерпретации экспериментальных результатов рассмотрим модель исследуемой пленки силицида железа, осажденной на вицинальную поверхность (111) с малым углом разориентации δ (рис. 2а), который отсчитывается от оси z , направленной ортогонально плоскости пленки, в декартовой системе координат. На рис. 2б 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:

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

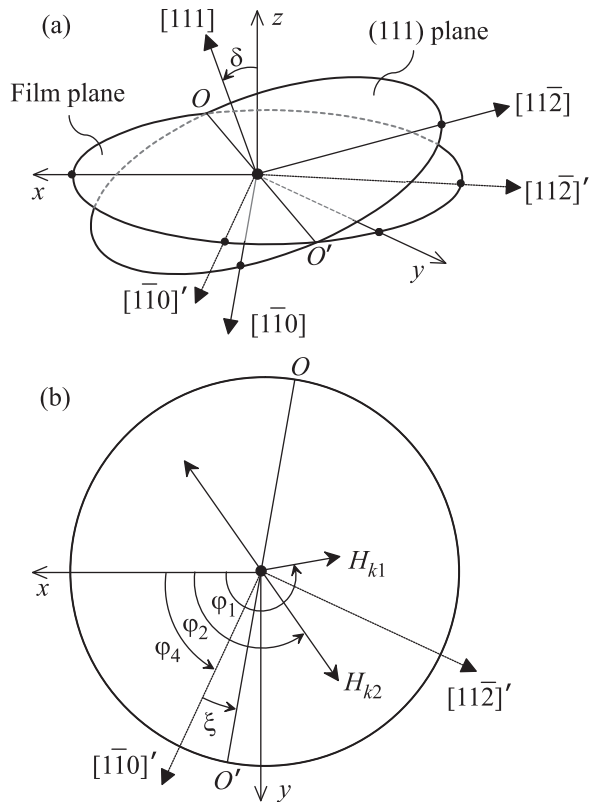


Рис. 2. (а) – Система координат и схема расположения кристаллографической плоскости (111) монокристаллической пленки Fe_3Si относительно ее поверхности. (б) – Принятые обозначения феноменологической модели тонкой пленки (вид сверху)

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. 2б). 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 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ – направляющие косинусы вектора намагниченности \mathbf{M} относительно осей четвертого порядка [100], [010], [001]. В случае, когда монокри-

сталлические тонкие пленки формируются на vicinalных 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:

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

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:

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

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:

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

Таблица 1. Параметры феноменологической модели тонкой пленки Fe₃Si, 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 Fe₃Si, 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 аппроксима-

ции экспериментальных точек, обеспечивающей минимальные отклонения теории и эксперимента, вместе с магнитными параметрами феноменологической модели исследуемой пленки Fe₃Si 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 $[11\bar{2}]$, а азимутальный – на $\xi = 5^\circ$ в направлении $[\bar{1}10]$ (см. рис. 2).

В работе [17] показано, что при толщине пленки Fe₃Si свыше 20 атомарных монослоев вклад ортогональной поверхностной анизотропии K_{\perp} в эффективную намагниченность насыщения становится незначительным. Учитывая тот факт, что толщина исследуемой пленки Fe₃Si 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 Fe₃Si [18], выращенной на Si(111) ($M_s \approx 1000$ Гс), и почти на 14% выше, чем для пленки Fe₃Si [17], выращенной на GaAs(001) ($M_s \approx 970$ Гс). Однако эта намагниченность примерно на 9% ниже, чем у объемного Fe₃Si ($M_s \approx 1248$ Гс) [19]. Полученное значение константы магнитокристаллической анизотропии $K_4 = 1.149 \cdot 10^5$ эрг/см³ хорошо согласуется со значением для объемного Fe₃Si ($\sim 1.08 \cdot 10^5$ эрг/см³) [19], но почти в 2 раза выше, чем для Fe₃Si, выращенного на GaAs(001) ($\sim 6 \cdot 10^4$ эрг/см³) 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 одно-

осной магнитной анизотропии является дальнедействующее 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 Fe₃Si/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

$$H_u \approx 4\pi M_s \frac{2\pi h}{3} \frac{1}{d} \operatorname{tg} \delta. \quad (5)$$

В результате находим значение поля одноосной магнитодипольной анизотропии $H_u = 1.21 \text{ Э}$, что очень хорошо согласуется с полученным для исследуемой пленки Fe₃Si 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 Fe₃Si на вицинальной подложке Si(111) является магнитодипольное взаимодействие.

Особый интерес представляет наблюдаемая в пленках Fe₃Si однонаправленная анизотропия. Несмотря на то что значение $H_{k1} = 0.15 \text{ Э}$ 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 Fe₃Si 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 подтвержде-

ния 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 $\delta = 0.14^\circ$ в направлении $[1\ 1\ \bar{2}]$ и на угол $\xi = 5^\circ$ 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 Fe₃Si, выращенной на вицинальной поверхности кремния Si(111). Определены значения эффективной намагниченности насыщения, $M_{\text{eff}} = 1105 \text{ Гс}$, и константы кубической магнитной анизотропии, $K_4 = 1.15 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^3$. Установлено, что пленка обладает также одноосной магнитной анизотропией, характеризуемой константой $K_2 = 796 \text{ эрг/см}^3$, и небольшой однонаправленной магнитной анизотропией с константой $K_1 = 163 \text{ эрг/см}^3$. 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 # 3.528.2014К).

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. В. А. Беляев, А. В. Изотов, and А. А. Лексиков, *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).