

Магнитная анизотропия сверхрешеток Co/Cu (111): расчет и эксперимент

К.В. Кутько, А.И. Каплиенко, Э.П. Николова, А.Г. Андерс

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: kcutko@ilt.kharkov.ua*

В.В. Зорченко, А.Н. Стеценко

*Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»
ул. Фрунзе, 21, г. Харьков, 61002, Украина*

М. Кайякова

*Center of Low Temperature Physics, Faculty of Sciences, P.J. Šafárik University
Park Angelinum, 9, Košice, 04154, Slovakia*

Статья поступила в редакцию 16 июня 2009 г., после переработки 30 июня 2009 г.

Приведены результаты теоретических расчетов и экспериментальные данные для эффективной магнитной анизотропии K_{eff} (полученные из измерений ферромагнитного резонанса) сверхрешеток [Co (8 Å)/Cu (d_{Cu})]₂₀ ($d_{\text{Cu}} = 7\text{--}22$ Å) с когерентным сопряжением слоев Co и Cu, изготовленных методом магнетронного распыления. Экспериментальные значения K_{eff} являются осциллирующей функцией толщины медных прослоек d_{Cu} . Качественное поведение расчетной и экспериментальной зависимостей $K_{\text{eff}}(d_{\text{Cu}})$ подобно, наблюдается устойчивый рост параметра K_{eff} при увеличении толщины немагнитных слоев (на фоне осцилляций экспериментальной кривой), что является прямым следствием нарастания аксиальных искажений исходной кубической структуры кобальта в условиях псевдоморфизма. Также обсуждаются причины появления осцилляций K_{eff} , основной из которых является осциллирующее поведение шероховатости границ раздела слоев с ростом d_{Cu} , приводящее к синхронным осцилляциям K_{eff} , удельного сопротивления, магнитосопротивления и ширины линии ферромагнитного резонанса.

Наведено результати теоретичних розрахунків і експериментальні дані для ефективної магнітної анізотропії K_{eff} (отримані з вимірів ферромагнітного резонансу) надграток [Co (8 Å)/Cu (d_{Cu})]₂₀ ($d_{\text{Cu}} = 7\text{--}22$ Å) з когерентним спряженням шарів Co і Cu, які виготовлені методом магнетронного розпилення. Експериментальні значення K_{eff} є осцилюючою функцією товщини мідних прошарків d_{Cu} . Якісна поведінка розрахункової й експериментальної залежностей $K_{\text{eff}}(d_{\text{Cu}})$ подібна, спостерігається стійке зростання параметра K_{eff} при збільшенні товщини немагнітних шарів (на фоні осциляцій експериментальної кривої), що є прямим наслідком наростання аксіальних викривлень вихідної кубічної структури кобальту в умовах псевдоморфізму. Також обговорюються причини появи осциляцій K_{eff} , основною з яких є осцилююча поведінка шорсткості границь поділу шарів при збільшенні d_{Cu} , що приводить до синхронних осциляцій K_{eff} , питомого опору, магнітоопору й ширини лінії ферромагнітного резонансу.

PACS: **75.70.-i** Магнитные свойства тонких пленок и поверхностей;
75.30.Gw Магнитная анизотропия;
76.50.+g Ферромагнитный, антиферромагнитный и ферримагнитный резонанс.

Ключевые слова: магнитные сверхрешетки, ферромагнитный резонанс, магнитная анизотропия, псевдоморфное состояние.

1. Введение

В настоящее время не ослабевает интерес к изучению многослойных наноструктур, образованных последовательным чередованием магнитных и немагнитных слоев. Это связано как с возможностью практического использования таких систем в качестве магниторезисторов (эффект гигантского магнитосопротивления), элементов устройств спинтроники и техники магнитной записи информации, так и с недостаточным уровнем разработки многих вопросов физики магнитных мультислоев. Одним из таких вопросов является магнитная анизотропия подобных систем.

В общем случае магнитная анизотропия имеет сложный характер, в нее входят поверхностная, магнитодипольная, магнитокристаллическая и магнитоупругая составляющие. Суперпозиция данных компонент определяет результирующие величину и знак магнитной анизотропии исследуемой системы. Поэтому исследования по установлению механизмов формирования магнитной анизотропии в конкретных многослойных системах являются актуальными.

Одним из информативных методов таких исследований является ферромагнитный резонанс (ФМР), поскольку параметр анизотропии непосредственным образом определяет резонансную частоту (или резонансное поле) спектра ФМР.

В данной работе анализировалась величина констант магнитной анизотропии, полученных из спектра ферромагнитного резонанса для серии многослойных образцов системы [Co/Cu]₂₀, в которых толщина слоев кобальта сохранялась фиксированной $d_{Co} = 8 \text{ \AA}$, а толщина немагнитного слоя меди изменялась от 7 до 22 \AA с шагом в 1–2 \AA . Целью работы было установление физических механизмов, ответственных за формирование константы магнитной анизотропии данной системы, и количественное определение составляющих ее вкладов.

2. Образцы и методика эксперимента

Исследуемые образцы получены магнетронным распылением на слюду (фторфлогопит) мишеней из Co и Cu в вакуумной установке с остаточной атмосферой $\sim 10^{-6}$ Торр при давлении аргона $1,3 \cdot 10^{-3}$ Торр. Толщины слоев определялись с помощью многолучевой оптической интерферометрии с точностью не хуже 2%. Сначала на слюду конденсировался подслой меди (50 \AA), на котором формировались 20 бислоев Co/Cu, причем верхний слой меди для всех образцов составлял 12,5 \AA .

Образцы имели поликристаллическую структуру, в которой плоскости (111) были параллельными поверхности подложки без каких-либо выделенных ориентаций других кристаллографических плоскостей зерен

относительно слюды. Слои меди и кобальта имели ГЦК структуру и нарастали друг на друге эпитаксиально. На толщине образца укладывается только одно зерно, причем границы зерен проходят через всю толщину образца практически перпендикулярно к поверхности слюды. Размеры зерен приблизительно 80–100 \AA независимо от d_{Cu} .

Спектр ФМР для направлений внешнего магнитного поля по нормали к плоскости пленки и вдоль плоскости исследовался для всех образцов выбранной серии. Измерения проводились при комнатной температуре на фиксированной частоте $\omega/\gamma = 3,101 \text{ кЭ}$; здесь $\gamma = g|e|/2mc$ — гиромагнитное отношение, эффективный g -фактор кобальта равен 2,16. Исследования показали отсутствие анизотропии в плоскости пленок [1]. В работе [2] приведены значения внутренних эффективных полей для всех образцов серии, полученные из данных резонансных измерений, что позволяет определить эффективную анизотропию K_{eff} (см. ниже).

3. Резонансные поля и эффективная анизотропия пленки

Плотность свободной энергии тонкого ферромагнитного слоя с намагниченностью \mathbf{M} , помещенного во внешнее магнитное поле \mathbf{H} , может быть записана в сферической системе координат в виде

$$E = -MH[\cos \theta \cos \theta_H + \sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H)] + K \sin^2 \theta \cos^2 \varphi - 2\pi M^2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi, \quad (1)$$

где первое слагаемое описывает зеемановское взаимодействие магнитного момента с полем, второе — энергию анизотропии с параметром K и третье — магнитодипольную энергию, θ и θ_H — углы между нормалью к плоскости слоя и векторами момента и внешнего поля соответственно, φ и φ_H — углы, которые образуют эти векторы с выделенной осью в плоскости.

Частоты ферромагнитного резонанса рассчитываются в соответствии с [3]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta_0} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где вторые производные вычисляются для равновесных углов θ_0 и φ_0 [4]. Как сказано выше, в исследованных нами образцах анизотропия в плоскости пленки отсутствует, поэтому углы φ_0 и φ_H совпадают. В этом случае выражение (2) принимает вид:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = [H \cos(\theta - \theta_H) + H_i \cos^2 \theta] \times \\ \times [H \cos(\theta - \theta_H) + H_i \cos 2\theta], \quad (3)$$

где $H_i = 2K_{\text{eff}}/M$ — внутреннее эффективное поле, характеризующее параметром эффективной анизотропии

$$K_{\text{eff}} = K - 2\pi M^2. \quad (4)$$

В наших исследованиях измерения проводились в предельных ориентациях поля при достаточно больших его значениях, когда направление векторов \mathbf{M} и \mathbf{H} совпадают, т.е. $\theta_0 = \theta_H$. Тогда выражение (3) переходит в известные формулы Киттеля [5]:

$$\omega/\gamma = H_{\perp} + H_i, \quad (5)$$

когда поле направлено по нормали к плоскости, т.е. $\theta_H = 0$, и

$$(\omega/\gamma)^2 = H_{\parallel}(H_{\parallel} - H_i) \quad (6)$$

для поля в плоскости пленки при $\theta_H = \pi/2$. Из полученных в эксперименте значений резонансных полей были рассчитаны внутренние эффективные поля H_i и параметры магнитной анизотропии K для всех образцов исследуемой серии.

Как следует из определения (4), эффективная магнитная анизотропия формируется двумя основными вкладками — одноосной анизотропией и анизотропией формы образца. Анизотропия формы связана с магнитодипольной энергией пленки $E_d = -2\pi M^2$, минимуму которой соответствует ориентация магнитного момента в плоскости образца, т.е. $\theta = \pi/2$. Одноосная анизотропия чаще всего положительна и конкурирует по знаку с магнитодипольной. Ее минимуму соответствует ориентация момента вдоль нормали к плоскости, т.е. $\theta = 0$.

В свою очередь одноосная анизотропия состоит из объемного и поверхностного вкладов

$$K = K_V + 2 K_S / d_{\text{Co}}, \quad (7)$$

причем последний рассчитывается на единицу толщины магнитного слоя, коэффициент 2 учитывает наличие двух интерфейсов. Объемный вклад в анизотропию может быть также разделен на магнитокристаллическую и магнитоупругую составляющие:

$$K_V = K_{\text{MC}} + K_{\text{ME}}. \quad (8)$$

В итоге суммарной энергии магнитной анизотропии системы будет соответствовать эффективный параметр анизотропии K_{eff} , имеющий вид:

$$K_{\text{eff}} = K_{\text{MC}} + K_{\text{ME}} + 2K_S / d_{\text{Co}} - 2\pi M^2. \quad (9)$$

Дальнейшая цель работы состоит в расчете слагаемых анизотропии и сравнении результата с данными эксперимента для исследуемой серии.

4. Расчет параметров решетки

В исследуемой нами системе Co/Cu имеется заметное несовпадение параметров решетки кобальта и меди. Для меди принято значение $a_{\text{Cu}} = 3,615 \text{ \AA}$ [6], тогда как для пленок ГЦК Co приводятся значения от $a_{\text{Co}} = 3,54 \text{ \AA}$ [7] до $3,543 \text{ \AA}$ [8] (последнее значение практически совпадает с принятым для объемных образцов ГЦК Co $a_{\text{Co}} = 3,544 \text{ \AA}$ [9]). Для расчетов нами использованы значения $a_{\text{Cu}} = 3,61 \text{ \AA}$ и $a_{\text{Co}} = 3,54 \text{ \AA}$, разность которых с наибольшей вероятностью соответствует реальной ситуации. При эпитаксиальном росте слоев Co и Cu друг на друге в зависимости от давления остаточной атмосферы, типа сопрягающихся плоскостей и скорости конденсации могут реализоваться два механизма роста пленок — послойный и островковый. Послойный рост возможен при конденсации пленок в случае высокого вакуума ($< 10^{-9}$ Торр). При этом сопрягающиеся слои находятся в псевдоморфном состоянии, когда несоответствие параметров кристаллических решеток полностью компенсируется за счет упругой деформации слоев. Такой механизм реализуется в системе Co/Cu (100) [10]. Псевдоморфный рост кристалла, сопровождаемый растяжением одного и сжатием другого слоя, происходит до некоторой толщины конденсирующихся слоев, называемой критической d_c . По мере увеличения толщины слоев при $d \geq d_c$ проявляется механизм, связанный с образованием дислокаций несоответствия. По данным работы [10], для системы Co/Cu (100) критическая толщина слоя кобальта составляет $d_c = 13 \text{ \AA}$. В системе Co/Cu (111) в высоком и низком вакууме при термическом испарении Co и Cu наблюдается островковый рост [11,12]. Однако в высоком вакууме при лазерном испарении Co и Cu наблюдается практически послойное нарастание слоев друг на друге [12]. Для наших сверхрешеток Co/Cu (111) из-за низкого давления аргона при распылении пленок и большой энергии конденсирующихся атомов механизм роста оказался, по-видимому, послойным [13]: на электронограммах нет даже признаков разделения дифракционных колец от меди и кобальта, что свидетельствует о псевдоморфизме в этих сверхрешетках. При этом слои кобальта оказываются растянутыми, а меди — сжатыми. Поэтому для вычислений компонент анизотропии (4) необходима количественная информация о степени искажения решеточных параметров в условиях псевдоморфного интерфейса. Методика соответствующего расчета изложена в работе [14].

В расчетной модели оба контактирующих слоя равномерно напряжены на всем интерфейсе за счет несоответствия параметров решеток кобальта и меди. Упругие деформации рассчитываются из минимума упругой энергии системы, которая в пренебрежении магнитоупругим вкладом имеет вид:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{def}} = & f_{\text{Co}} \left(\frac{1}{2} C_{11, \text{Co}} (\varepsilon_{XX, \text{Co}}^2 + \varepsilon_{YY, \text{Co}}^2 + \varepsilon_{ZZ, \text{Co}}^2) + \frac{1}{2} C_{44, \text{Co}} (\varepsilon_{XY, \text{Co}}^2 + \varepsilon_{YZ, \text{Co}}^2 + \varepsilon_{XZ, \text{Co}}^2) + \right. \\
 & \left. C_{12, \text{Co}} (\varepsilon_{YY, \text{Co}} \varepsilon_{ZZ, \text{Co}} + \varepsilon_{ZZ, \text{Co}} \varepsilon_{XX, \text{Co}} + \varepsilon_{XX, \text{Co}} \varepsilon_{YY, \text{Co}}) \right) + \\
 & f_{\text{Cu}} \left(\frac{1}{2} C_{11, \text{Cu}} (\varepsilon_{XX, \text{Cu}}^2 + \varepsilon_{YY, \text{Cu}}^2 + \varepsilon_{ZZ, \text{Cu}}^2) + \frac{1}{2} C_{44, \text{Cu}} (\varepsilon_{XY, \text{Cu}}^2 + \varepsilon_{YZ, \text{Cu}}^2 + \varepsilon_{XZ, \text{Cu}}^2) + \right. \\
 & \left. C_{12, \text{Cu}} (\varepsilon_{YY, \text{Cu}} \varepsilon_{ZZ, \text{Cu}} + \varepsilon_{ZZ, \text{Cu}} \varepsilon_{XX, \text{Cu}} + \varepsilon_{XX, \text{Cu}} \varepsilon_{YY, \text{Cu}}) \right). \quad (10)
 \end{aligned}$$

Величины f_{Co} и f_{Cu} соответствуют относительному вкладу толщины слоя кобальта d_{Co} и толщины слоя меди d_{Cu} в период сверхрешетки, т.е. $f_i = d_i / (d_{\text{Co}} + d_{\text{Cu}})$. $C_{ij, \text{Co}}$ — константы упругой жесткости кобальта, $C_{ij, \text{Cu}}$ — константы упругой жесткости меди. Величины ε определяют относительные деформации.

Поскольку в исследуемой системе слои кобальта и меди располагаются в плоскости (111), удобно ввести локальную систему координат xyz , которая выбирается так, что ось z перпендикулярна слоям, а оси x и y лежат в плоскости слоя (см. рис. 1).

На поверхности слоев деформации должны устранять решеточные несоответствия, т.е.

$$a_{\text{Co}} (1 + \varepsilon_{ij, \text{Co}}) = a_{\text{Cu}} (1 + \varepsilon_{ij, \text{Cu}}), \quad (11)$$

где i, j — направления x и y в плоскости (111), a — параметры решетки для соответствующих материалов в недеформированном состоянии. Условию равномерного распределения деформаций в плоскости пленки, находящейся в составе псевдоморфной структуры, соответствует выбор $\varepsilon_{x, \text{Co}} = \varepsilon_{y, \text{Co}}$. Поэтому для слоев ГЦК кобальта в системе координатных осей xyz тензор механических напряжений должен выглядеть как

$$\sigma = \sigma_0 \begin{pmatrix} 100 \\ 010 \\ 000 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

что приводит к тензору деформаций диагонального вида

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} = \frac{\varepsilon_0}{3} \begin{pmatrix} 2S_{11} + 4S_{12} + \frac{S_{44}}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 2S_{11} + 4S_{12} + \frac{S_{44}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 2S_{11} + 4S_{12} + S_{44} \end{pmatrix}, \quad (13)$$

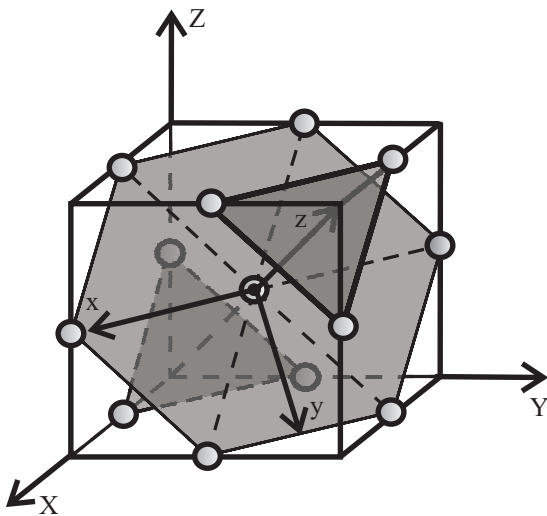


Рис. 1. Взаимная ориентация систем координат xyz и XYZ для ГЦК структуры кобальта.

в котором $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} \neq \varepsilon_{33}$,

$$\begin{aligned}
 S_{11} &= \frac{C_{11} + C_{12}}{(C_{11} - C_{12})(C_{11} + 2C_{12})}, \\
 S_{12} &= \frac{-C_{12}}{(C_{11} - C_{12})(C_{11} + 2C_{12})}, \\
 S_{44} &= \frac{1}{C_{44}}
 \end{aligned}$$

— константы упругой податливости. Для кубической симметрии $S_{11} = S_{22} = S_{33}$; $S_{12} = S_{13} = S_{23}$; $S_{44} = S_{55} = S_{66}$.

Так как выражение для упругой энергии (10) представлено в системе координат XYZ , то компоненты тензора деформаций (13) должны быть также записаны в этой координатной системе. Для этого используются формулы перехода, представленные в [15]. Кро-

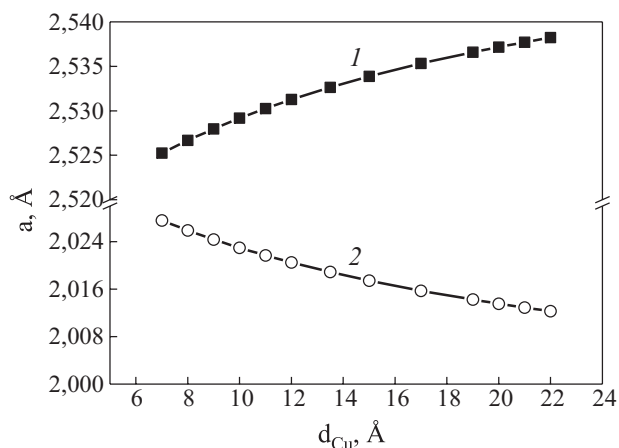


Рис. 2. Расчетные параметры решетки для упруго деформированной ГЦК пленки кобальта в многослойной структуре Co/Cu (111): 1 — параметр решетки в плоскости образца (a_{\parallel}), 2 — перпендикулярно плоскости образца (a_{\perp}).

ме того, компоненты деформаций для меди $\epsilon_{11,Cu}$ и $\epsilon_{22,Cu}$ должны быть выражены через компоненты деформаций для кобальта $\epsilon_{11,Co}$ и $\epsilon_{22,Co}$ с помощью выражения (11). В итоге выражение (10) будет содержать три искомого параметра ($\epsilon_{11,Co}$, $\epsilon_{33,Co}$, $\epsilon_{33,Cu}$), и минимум упругой энергии будет определяться стандартным методом путем приравнивания нулю соответствующих производных от E_{def} по этим переменным.

Полученная система из трех уравнений с этими тремя неизвестными решалась численно, для чего были использованы значения упругих констант для кобальта [14] и меди [16].

Исходя из полученных значений относительных деформаций, были рассчитаны фактические параметры решетки для кобальта в плоскости пленки (a_{\parallel}) и в перпендикулярном направлении (a_{\perp}) в исследуемой многослойной структуре в зависимости от толщины слоя меди. Они представлены на рис. 2, демонстрирующем заметное изменение структурных параметров магнитного слоя при изменении толщины немагнитной прослойки.

5. Расчеты слагаемых анизотропии

5.1. Магнитоупругий вклад

В общем случае выражение для магнитоупругой энергии имеет вид [17]:

$$E_{ME} = B_1 \left\{ \epsilon_{XX} \left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3} \right) + \epsilon_{YY} \left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3} \right) + \epsilon_{ZZ} \left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3} \right) \right\} + B_2 (\epsilon_{XY} \alpha_1 \alpha_2 + \epsilon_{YZ} \alpha_2 \alpha_3 + \epsilon_{XZ} \alpha_1 \alpha_3), \quad (14)$$

где B_1 и B_2 — магнитоупругие константы для ГЦК кобальта, α_i — значения направляющих косинусов вектора магнитного момента относительно осей X, Y, Z , ϵ_{ij} — компоненты тензора деформаций.

В направлении, перпендикулярном плоскости пленки, т.е. $\mathbf{M} \parallel \mathbf{z}$, с учетом (13) данное выражение принимает вид:

$$E_{ME} = -\frac{1}{6} \sigma_0 B_2 S_{44}, \quad (15)$$

то время как для направления, параллельного плоскости пленки ($\mathbf{M} \parallel \mathbf{x}$, см. рис. 1):

$$E_{ME} = \frac{1}{12} \sigma_0 B_2 S_{44}. \quad (16)$$

Энергия магнитоупругой анизотропии определяется как разность значений магнитоупругой энергии при ориентациях магнитного момента слоя $\mathbf{M} \parallel \mathbf{x}$ и $\mathbf{M} \parallel \mathbf{z}$:

$$K_{ME} = \frac{1}{4} \sigma_0 B_2 S_{44}, \quad (17)$$

где $B_2 = 2,6 \cdot 10^8$ эрг/см³ [18] — магнитоупругая константа для ГЦК кобальта.

Коэффициент пропорциональности σ_0 находится из фактического относительного удлинения параметра решетки для кобальта в плоскости слоя (см. (13)):

$$\sigma_0 = \frac{a_{\parallel}^0 - a_{\parallel}}{a_{\parallel} \frac{1}{3} (2S_{11} + 4S_{12} + \frac{S_{44}}{2})}, \quad (18)$$

где $a_{\parallel}^0 = 2,503$ Å — межатомное расстояние в неискаженном слое кобальта в плоскости (111).

Расчетные значения магнитоупругой энергии K_{ME} для исследованного нами набора образцов представлены в табл. 1.

5.2. Магнитокристаллический вклад

В системе координат XYZ магнитокристаллический вклад в анизотропию записывается как

$$K_{MC} = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2). \quad (19)$$

Величина энергии магнитокристаллической анизотропии определялась в работе [19] как разность

Таблица 1. Расчетные значения констант магнитоупругой анизотропии для серии образцов [Co(8 Å) / Cu(d_{Cu})]₂₀

$d_{Cu}, \text{Å}$	7	8	9	10	11	12	13,5	15	17	19	20	21	22
$K_{ME}, 10^6$ эрг/см ³	1,3381	1,4545	1,5594	1,657	1,7449	1,8278	1,9393	2,0393	2,1573	2,2606	2,3069	2,3517	2,394

энергий при направлениях поля вдоль оси [111] и [100] соответственно. Эта величина составляет $E_a = -0,4 \cdot 10^6$ эрг/см³, откуда значение $K_1 = -1,2 \cdot 10^6$ эрг/см³. Минимуму этой энергии соответствует ориентация магнитного момента вдоль [111], и, следовательно, выражение для константы магнитокристаллической анизотропии имеет вид:

$$K_{MC} = -\frac{1}{3} K_1 \cos^2 \theta. \quad (20)$$

5.3. Поверхностный вклад в магнитную анизотропию

Поверхностный вклад в энергию анизотропии определяется неэквивалентностью связей в перпендикулярном и параллельном слою направлениях, имеющейся для атомов на поверхности [20]. Для многослойной системы значение параметра поверхностной анизотропии зависит от материалов, составляющих структуру, и обычно определяется в эксперименте. Из равенства (9) следует, что произведение $K_{\text{eff}} d_{\text{Co}}$ является линейной функцией d_{Co} . Как показывают результаты экспериментов, описанных в литературе, эта зависимость в большинстве случаев линейна, она отсекает на оси ординат искомую величину $2K_S$, которая не зависит от толщины магнитных слоев.

Поскольку в нашей серии образцов толщина слоя кобальта фиксирована, мы вынуждены использовать данные литературных источников по системам Co/Cu. В ряде работ [21,22] дается значение константы поверхностной анизотропии $K_S = 0,12$ эрг/см², при этом значение поверхностной энергии $E_S = 2K_S/d_{\text{Co}} = 3 \cdot 10^6$ эрг/см³.

5.4. Магнитодипольный вклад

Магнитодипольный вклад E_d в анизотропию тонкопленочного образца полностью определяется значением его намагниченности M при данной температуре. В литературе [23–26] имеется значительный разброс данных по величине этого параметра, который колеблется от ~900 до ~1400 Гс и сильно зависит от толщины ферромагнитных слоев. Это приводит к большой неопределенности в величине E_d , которая зависит от M квадратично, и поэтому мы провели собственные измерения намагниченности для одного из образцов нашей серии.

Для этого был выбран образец с $d_{\text{Cu}} = 7$ Å, измерения проводились на промышленном SQUID магнитометре (PPMS фирмы Quantum Design), когда образец оставался при комнатной температуре. Внешнее поле ориентировалось в плоскости пленки.

Кривая 1 на рис. 3 представляет результат непосредственного измерения намагниченности образца, которая является суммой ферромагнитного вклада кобаль-

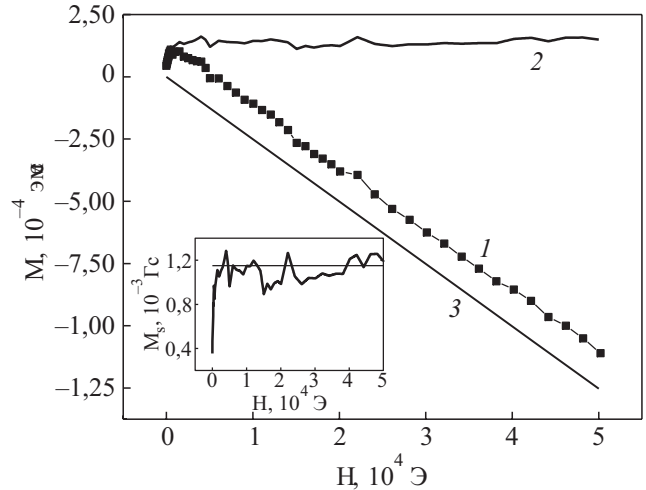


Рис. 3. Зависимость намагниченности образца $[\text{Co}(8 \text{ \AA})/\text{Cu}(7 \text{ \AA})]_{20}$ от внешнего поля, ориентированного в плоскости пленки, $T = 300$ К: 1 — результат измерения, 2 — зависимость $M(H)$ для кобальта после вычитания диамагнитного вклада, аппроксимированного сплошной линией 3. На вставке показана кривая 2 в более удобном для восприятия масштабе.

та и отрицательного диамагнитного вклада слюдяной подложки и медных прослоек. Вычитание этой линейно нарастающей при увеличении поля диамагнитной составляющей приводит к значению $M_S = (1150 \pm 100)$ Гс для намагниченности насыщения кобальта (рис. 3, вставка). Эта величина использовалась для всех образцов нашей серии, так как толщина слоев кобальта фиксирована. Таким образом, магнитодипольный вклад составляет $E_d = -2\pi M^2 = -8,31 \cdot 10^6$ эрг/см³, и, как указывалось выше, минимуму магнитодипольной энергии $E_d = -2\pi M^2 \sin^2 \theta$ соответствует ориентация момента в плоскости пленки.

6. Результаты расчета и их обсуждение

Таким образом, результирующий параметр эффективной анизотропии и его слагаемые будут иметь вид, соответствующий выражению (9). Расчетные и экспериментальные значения K_{eff} для всех образцов серии представлены на рис. 4. Качественное поведение обеих зависимостей подобно, наблюдается устойчивый рост параметра K_{eff} при увеличении толщины немагнитных слоев (на фоне осцилляций экспериментальной кривой), что является прямым следствием нарастания аксиальных искажений исходной кубической структуры кобальта в условиях псевдоморфизма. Эти значения K_{eff} формируются сравнимыми по величине вкладами и в целом близки к полученным в эксперименте, совпадая с ними по знаку, хотя имеются и заметные количественные расхождения. Причины этих расхождений могут заключаться в следующем.

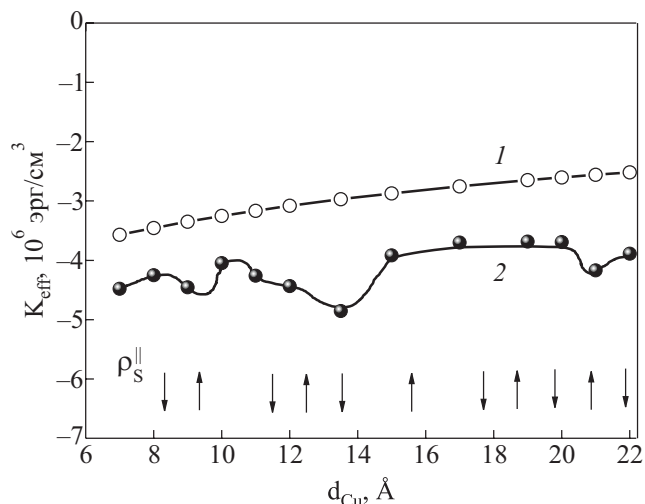


Рис. 4. Зависимости расчетных и экспериментальных значений эффективной магнитной анизотропии от толщины медных прослоек d_{Cu} (кривые 1 и 2 соответственно). Стрелки, направленные вверх и вниз, указывают положение максимумов и минимумов удельного электросопротивления соответствующих сверхрешеток Co/Cu (111) в состоянии насыщения в поле $H = 15$ кЭ как функции d_{Cu} [13]. При расчете K_{eff} использованы значения $E_S = 3 \cdot 10^6$ эрг/см³ и $E_d = -8,31 \cdot 10^6$ эрг/см³.

Данные по магнитоупругим модулям для ГЦК кобальта и магнитокристаллической анизотропии, фигурирующие в ряде современных статей [14,18] и используемые нами, базируются на одном общем источнике — работе [19], где исследовались параметры магнитокристаллической анизотропии и магнито-стрикции для ГЦК сплавов Co–Pd. Экспериментальные результаты этой работы получены только до концентрации кобальта в сплаве 60% и дальше экстраполировались на 100% концентрацию кобальта. Поэтому оценить погрешность итоговых величин, полученных в нашем расчете, в данных условиях затруднительно.

В проведенном расчете не учитывается влияние шероховатости интерфейсов, всегда присутствующей в реальных системах. В наших сверхрешетках (СР) (Co/Cu) (111) параметр магнитной анизотропии [1], ширина линии ферромагнитного резонанса [1,2], удельное электросопротивление в состоянии насыщения (в поле 15 кЭ) ρ_s^{\parallel} и магнитосопротивление [13] синхронно осциллируют с ростом d_{Cu} . Оказалось, что разброс направлений нормали к поверхности образцов $\Delta\theta$, полученный из анализа ширины линии резонанса и отражающий шероховатость слоев в СР, синхронно повторяет осцилляции $\rho_s^{\parallel}(d_{Cu})$, причем величина $\Delta\theta$ растет (на фоне осцилляций) по степенному закону [2]. Аналогичное характерно для шероховатости СР в процессе увеличения числа периодов

[27]. Это свидетельствует в пользу того, что основной причиной всех осцилляций является немонотонное изменение шероховатости границ раздела слоев в СР. С этим, очевидно, связано постепенное нарастание отклонения расчетных значений K_{eff} от экспериментальных с ростом d_{Cu} .

Согласно теоретическим работам [28,29], в реальных условиях шероховатость интерфейса может на 10–20% менять величину слагаемых выражения (21) и, учитывая разные знаки этих слагаемых, влиять на конечные результаты расчета. Например, в соответствии с [29], относительное снижение поверхностной анизотропии из-за шероховатости поверхности есть $\Delta K_S/K_S = -2\sigma/\xi$, где σ характеризует величину шероховатости, а ξ — средний размер террас и впадин на поверхности. Если взять $\xi \sim 80$ Å (порядок величины размера зерен в наших СР), а $\sigma \sim 1/2$ монослоя Co (~ 1 Å), то $\Delta K_S/K_S$ окажется $\sim 2,5\%$. Реальная шероховатость, по-видимому, заметно больше. В работе [30] для пленок ГЦК Co толщиной 70 и 170 Å, выращенных на подложке Si (001) с 100 нм буферным слоем Cu (001), для магнитной анизотропии K шероховатых пленок по сравнению с гладкими были получены значения $\Delta K/K = 25$ и 8%, тогда как согласно расчету должно было быть 4,3%.

Наконец, уточнение значения M для каждого из образцов исследуемой серии может также привести к уменьшению различий расчетных и экспериментальных величин параметра K_{eff} . Из экспериментов известно, что величина магнитного момента СР в насыщении может быть осциллирующей функцией толщины немагнитных прослоек. Это наблюдалось, например, для СР (Co/Pd) [31] и (Co–Nb/Pd) [32]. Осцилляции магнитного момента связаны с осцилляционной зависимостью поляризации атомов Pd от толщины слоев Pd [33]. Для СР (Co/Cu) такой механизм не может дать сильного эффекта вследствие довольно малой спиновой поляризации слоев меди [34]. Однако намагниченность тонких слоев Co может заметно изменяться из-за шероховатости границ раздела слоев вследствие вариации магнитных моментов атомов Co на границах [35] и появления полей рассеяния, обусловленных шероховатостью границ [36]. В случае наших СР обнаруживается еще одна особенность, не описанная, насколько нам известно, в литературе по магнитным СР, а именно осцилляции намагниченности образцов как функции магнитного поля (см. рис. 3). Аналогичные осцилляции испытывает и угол вращения оси эллипса поляризации света при продольном эффекте Керра [37], причем эти осцилляции следуют универсальным закономерностям для всех образцов (будет опубликовано).

7. Заключение

Для когерентно связанных слоев в сверхрешетках [Co(8 Å)/Cu(d_{Cu})]₂₀ (d_{Cu} =7–22 Å) с использованием феноменологических магнитоупругих констант ГЦК кобальта проведен расчет параметров решетки слоев кобальта. С учетом полученных деформаций в слоях, экспериментально измеренным значением намагниченности насыщения и выбранной величиной константы поверхностной анизотропии сделана оценка величины эффективной магнитной анизотропии исследуемой системы при комнатной температуре. Расчетные значения K_{eff} отличаются от экспериментально полученных нами из спектра ФМР для образцов с соответствующими толщинами меди не более чем на $\approx 38\%$. Расхождение расчетных и экспериментальных значений в значительной степени обусловлено шероховатостью границ раздела слоев, которая не учитывалась в расчете и проявляется в заметных осцилляциях экспериментальных значений K_{eff} при изменении толщины прослоек меди. Проведенный расчет показал важность учета деформаций кубической структуры ГЦК кобальта, приводящих к существенному вкладу в величину K_{eff} .

Следует также заметить, что обсуждаемые псевдоморфные искажения должны реагировать на изменение температуры, поскольку коэффициенты линейного расширения для кобальта и меди заметно различаются. Поэтому соответствующие низкотемпературные исследования в настоящее время проводятся.

Работа была поддержана НАН Украины в рамках программы «Наноструктурные системы, наноматериалы, нанотехнологии», грант № 3-026/2001, и Министерством образования и науки Украины.

1. А.И. Каплиенко, Э.П. Николова, К.В. Кутько, А.Г. Андерс, В.В. Зорченко, А.Н. Стеценко, *ФНТ* **31**, 471 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 358 (2005)].
2. K.V. Kutko, A.I. Kaplienko, E.P. Nikolova, A.G. Anders, V.V. Zorchenko, and A.N. Stetsenko, *Funct. Mater.* **15**, 350 (2008).
3. J. Smith and H.G. Beljers, *Philips Res. Rep.* **10**, 113 (1955); H. Suhl, *Phys. Rev.* **97**, 555 (1955).
4. А.Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973).
5. С. Kittel, *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
6. D.N. Batchelder and R.O. Simmons, *J. Appl. Phys.* **36**, 2864 (1965).
7. M.T. Kief and W.F. Egelhoff, Jr., *Phys. Rev.* **B47**, 10785 (1993).
8. J.R. Cerda, P.L. de Andres, A. Cebollada, R. Miranda, E. Navas, P. Schuster, C.M. Schneider, and J. Kirschner, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 2055 (1993).
9. *Powder Diffraction File*, International Center for Diffraction Data, Card 15-0806 for cubic cobalt.
10. A.I. Fedorenko and R. Vincent, *Philos. Mag.* **24**, 55 (1971).
11. J. de la Figuera, J.E. Prieto, C. Ocal, and R. Miranda, *Phys. Rev.* **B47**, 13043 (1993); N.N. Negulyaev, V.S. Stepanyuk, P. Bruno, L. Diekhцner, P. Wahl, and K. Kern, *Phys. Rev.* **B77**, 125437 (2008).
12. J. Shen and J. Kirschner, *Surf. Sci.* **500**, 300 (2002).
13. В.В. Зорченко, А.Н. Стеценко, А.Г. Андерс, К.В. Кутько, *ФНТ* **31**, 665 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 358 (2005)].
14. B. Hillebrands and J.R. Dutcher, *Phys. Rev.* **B47**, 6126 (1993).
15. Дж. Най, *Физические свойства кристаллов*. Изд-во иностр. литературы, Москва (1960).
16. Ч. Киттель. *Введение в физику твердого тела*, Физматгиз, Москва (1962); W.C. Overton, Jr., and J. Gaffney, *Phys. Rev.* **98**, 969 (1955).
17. С. Тикадзуми, *Физика ферромагнетизма, магнитные характеристики и практические применения*, Мир, Москва (1987).
18. D.S. Chuang, C. A. Ballentine, and R.C. O'Handley, *Phys. Rev.* **B49**, 15084 (1994).
19. H. Fujiwara, H. Kadomatsu, and T. Tokunaga, *J. Magn. Magn. Mater.* **31-34**, 809 (1983).
20. L. Neel, *J. Phys. Radium (Paris)* **15**, 225 (1954).
21. Z.S. Shan, S. Nafis, J. Woollam, S.H. Liou, and D.J. Sellmyer, *J. Appl. Phys.* **73**, 6347 (1993).
22. F.J.A. den Broeder, W. Hoving, and P.J.H. Bloemen, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 562 (1991).
23. L. Albini, G. Carlotti, G. Gubbiotti, L. Pareti, and G. Turilli, *J. Magn. Magn. Mater.* **198-199**, 363 (1999).
24. T.R. McGuire, J.M. Harper, C. Cabral, Jr., and T.S. Plaskett, *J. Appl. Phys.* **76**, 6601 (1994).
25. F.J.A. Broeder, W. Hoving, and P.J.H. Bloemen, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 562 (1991).
26. B.N. Engel, C.D. England, R.A. Van Leeuwen, M.H. Wiedmann, and C.M. Falco, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1910 (1991).
27. Z.-J. Liu and Y.G. Shen, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 5121 (1994).
28. P. Bruno and J.P. Renard, *Appl. Phys.* **A49**, 499 (1989); C. Chappert and P. Bruno, *J. Appl. Phys.* **64**, 5736 (1988); Ching-Ray Chang, *J. Appl. Phys.* **72**, 596 (1992).
29. P. Bruno, *J. Phys. F: Met. Phys.* **18**, 1291 (1988).
30. S.J. Steinmuller, C.A.F. Vaz, V. Strцm, C. Moutafis, D.H.Y. Tse, C.M. Gцrtler, M. Klдui, J.A.C. Bland, and Z. Cui, *Phys. Rev.* **B76**, 054429 (2007).
31. W.R. Bennett, C.D. England, D.C. Person, and C.M. Falco, *J. Appl. Phys.* **69**, 4384 (1991); D.G. Stinson and S.C. Shin, *J. Appl. Phys.* **67**, 4459 (1990).
32. Shi-shen Yan, Yi-hua Liu, and Liang-mo Mei, *Phys. Rev.* **B52**, 1107 (1995).
33. R.H. Victora and J.M. MacLaren, *J. Appl. Phys.* **69**, 5652 (1991); K. Miura, H. Kimura, S. Imanaga, and Y. Hayafuji, *J. Appl. Phys.* **72**, 4826 (1992); D. Stoeffler, K. Ounadjela, J. Sticht, and F. Gautier, *Phys. Rev.* **B49**, 299 (1994).

34. Q.Y. Jin, H.R. Zhai, Y.B. Xu, Y. Zhai, M. Lu, S.M. Zhou, J.S. Payson, G.L. Dunifer, R. Naik, and G.W. Auger, *J. Appl. Phys.* **77**, 3971 (1995).
35. A.V. Smirnov and A.M. Bratkovsky, *Phys. Rev.* **B54**, R17371 (1996).
36. R. Arias and D.L. Mills, *Phys. Rev.* **B59**, 11871 (1999); Y.-P. Zhao, G. Palasantzas, G.-C. Wang, and J.Th.M. De Hosson, *Phys. Rev.* **B60**, 1216 (1999).
37. И.Н. Лукиенко, Н.Ф. Харченко, В.В. Зорченко, А.Н. Стеценко, *ФНТ* **33**, 1304 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 993 (2007)]; I.M. Lukienko, M.F. Kharchenko, V.V. Zorchenko, A.N. Stetsenko, *Funct. Mater.* **15**, 56 (2008).

Magnetic anisotropy of superlattices Co/Cu (111): calculation and experiment

K.V. Kutko, A.I. Kaplienko, E.P. Nikolova,
A.G. Anders, V.V. Zorchenko,
A.N. Stecenko, and M. Кажњакова

The theoretical and the experimental results on effective magnetic anisotropy K_{eff} (obtained from the measurements of ferromagnetic resonance) of Co/Cu (111) superlattices are presented. The samples of series $[\text{Co}(8 \text{ \AA})/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})]_{20}$ ($d_{\text{Cu}} = 7\text{--}22 \text{ \AA}$) with coherent conjugation of Co and Cu layers were pro-

duced by magnetron sputtering. The experimental values of K_{eff} is an oscillating function of copper layers thickness d_{Cu} . The qualitative behaviors of the calculated and measured dependences $K_{\text{eff}}(d_{\text{Cu}})$ are similar. It is found that the parameter K_{eff} increases steadily with thickness of nonmagnetic layers and the experimental curve is supplemented by oscillations. This is a direct consequence of the growth of axial distortion of the original cubic structure of cobalt in a pseudomorphic state. The causes of oscillations of K_{eff} value are discussed. The main of these is the oscillating behavior of interlayer interface roughness with increasing d_{Cu} . The consequences of this are synchronous oscillations of K_{eff} , resistivity, magnetoresistivity and width of ferromagnetic resonance line.

PACS: **75.70.-i** Magnetic properties of thin films, surfaces, and interfaces;
75.30.Gw Magnetic anisotropy;
76.50.+g Ferromagnetic, antiferromagnetic, and ferrimagnetic resonances; spin-wave resonance .

Keywords: magnetic superlattices, ferromagnetic resonance, magnetic anisotropy, pseudomorphic state.