

Короткопериодные осцилляции сопротивления и магнитосопротивления в сверхрешетках Co/Cu (111) на слюде

В.В. Зорченко¹, А.Н. Стеценко¹, А.Г. Андерс^{2,3}, К.В. Кутько³

¹Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»
ул. Фрунзе, 21, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: zorch@kpi.kharkov.ua

²Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина

³Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина

Статья поступила в редакцию 29 июня 2004 г., после переработки 28 сентября 2004 г.

Для сверхрешеток $[\text{Co}(8\text{\AA})/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})(111)]_{20}$, полученных магнетронным распылением, в магнитных полях $H = 15$ кЭ, ориентированных параллельно либо перпендикулярно слоям, обнаружены осцилляции удельного сопротивления в насыщении ρ_s и относительного магнитосопротивления $\Delta R/R_s$ при изменении толщины прослоек меди ($d_{\text{Cu}} = 6\text{--}40$ \AA). Экстремумы ρ_s и $\Delta R/R_s$ наблюдались при $d_{\text{Cu}} = nd_{(111)}$, где n — целое или полуцелое число, $d_{(111)} = 2,087$ \AA — расстояние между плоскостями (111) Cu, причем расстояние между соседними максимумами или минимумами составляло 1; 1,5; 2; 2,5 и $3d_{(111)}$. При отклонении магнитного поля от плоскости слоев на зависимости сопротивления от магнитного поля появлялся дополнительный максимум, связанный с особенностью намагничивания слоев в сверхрешетке в наклонном поле. Осцилляции ρ_s и $\Delta R/R_s$ сопровождалась синхронными с ними осцилляциями константы магнитной анизотропии. Анализ данных и теоретические расчеты ориентации магнитных моментов слоев при включении перпендикулярного слоям магнитного поля позволяют объяснить наблюдавшиеся эффекты немонотонным изменением шероховатости границ раздела слоев при увеличении d_{Cu} , приводящим к осцилляциям билинейного и биквадратичного обменного взаимодействия слоев Co.

Для надграток $[\text{Co}(8\text{\AA})/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})(111)]_{20}$, отриманих магнетронним розпиленням в магнітних полях $H = 15$ кЕ, що орієнтовані паралельно або перпендикулярно шарам, виявлено осциляції питомого опору в насиченні ρ_s та відносного магнітоопору $\Delta R/R_s$ при зміні товщини прошарків міді ($d_{\text{Cu}} = 6\text{--}40$ \AA). Екстремуми ρ_s та $\Delta R/R_s$ спостерігалися при $d_{\text{Cu}} = nd_{(111)}$, де n — ціле або напівціле число, $d_{(111)} = 2,087$ \AA — відстань між площинами (111) Cu, причому відстань між сусідніми максимумами або мінімумами складає 1; 1,5; 2; 2,5 та $3d_{(111)}$. При відхиленні магнітного поля від площини шарів на залежності опору від магнітного поля з'являвся додатковий максимум, пов'язаний з особливістю намагнічування шарів в надгратці у похилому полі. Осциляції ρ_s та $\Delta R/R_s$ супроводжувалися синхронними з ними осциляціями константи магнітної анізотропії. Аналіз даних та теоретичні розрахунки орієнтації магнітних моментів шарів при включенні перпендикулярного шарам магнітного поля дозволяють пояснити ефекти, що спостерігалися, немонотонним змінням шорсткості границь розподілу шарів при збільшенні d_{Cu} , які приводять до осциляцій білінійної та биквадратичної обмінної взаємодії шарів Co.

PACS: 75.30.Et, 75.70.Cn, 75.47.De

1. Введение

Гигантское магнитосопротивление (МС) в многослойных системах из немагнитного и ферромагнитно-

го металлов обычно проявляется в структурах с антиферромагнитным (АФ) обменным взаимодействием соседних магнитных слоев через немагнитные прослойки [1]. В таких структурах относительное магни-

тосопротивление $\Delta R/R_s$ (см. ниже) и энергия обменного взаимодействия слоев J_1 являются осциллирующими функциями толщины немагнитных прослоек d_{nm} , причем максимумы $\Delta R/R_s$ наблюдаются при тех же значениях d_{nm} , что и максимумы J_1 . В интервалах d_{nm} , где проявляется ферромагнитное (Φ) взаимодействие, $\Delta R/R_s$ принимает относительно небольшие значения. Для сверхрешеток (СР) Co/Cu наблюдается 3–4 максимума $\Delta R/R_s$ при значениях d_{nm} , кратных $\sim 9 \text{ \AA}$ [2–7], что хорошо совпадает с теоретическими расчетами периода осцилляций обменного взаимодействия, впервые предсказанного в работах [8] (см. также [9,10]).

Для объяснения гигантского МС было предложено множество механизмов, включающих объемное и граничное спин-зависящее рассеяние электронов, изменение потенциального рельефа для электронов с противоположным направлением спинов при включении магнитного поля, рассеяние на дефектах структуры (см., например, обзор [11] и статьи [12–14]). Кроме того, столь же высокий уровень МС наблюдался в сверхрешетках Co/Cu и в отсутствие АФ взаимодействия слоев Co [15], что говорит о возможности альтернативных механизмов гигантского МС. Несмотря на детальный теоретический анализ, до сих пор неясен основной механизм, определяющий уровень МС в конкретных магнитных СР, например Co/Cu.

В настоящей статье приведены данные о новых, не наблюдавшихся ранее осцилляциях сопротивления и магнитосопротивления в сверхрешетках Co/Cu при изменении толщины слоев Cu (d_{Cu}) с аномально малыми расстояниями между максимумами (~ 1 – 2 монослоя Cu). На тех же СР с помощью ферромагнитного резонанса обнаружены осцилляции магнитной анизотропии и ширины резонансной линии, синхронные с осцилляциями сопротивления и магнитосопротивления, которые будут описаны в отдельной статье.

2. Структура образцов и методика измерений

Образцы получены последовательной конденсацией Co и Cu на слюду при комнатной температуре при использовании магнетронного способа распыления в вакуумной установке с остаточной атмосферой $\sim 10^{-6}$ Торр при давлении аргона $1,3 \cdot 10^{-3}$ Торр. Толщины слоев определяли с помощью многолучевой оптической интерферометрии с точностью не хуже 2 %. Образцы (10×0,15 мм) включали в себя подслои меди (50 Å) на слюде, на котором формировались 20 бислоев Co/Cu, причем верхний слой меди для всех образцов имел толщину 12,5 Å. Толщина слоев Co была фиксированной и равной 8 Å, а толщина прослоек меди варьировалась в пределах

от 6 до 40 Å. Скорости конденсации Co и Cu — 0,45 и 0,58 Å/с соответственно.

Согласно электронно-микроскопическим исследованиям, отделенные от слюды образцы имеют поликристаллическую структуру. Плоскости (111) Cu оказались параллельными поверхности подложки без каких-либо выделенных ориентаций других кристаллографических плоскостей зерен относительно слюды. Слои кобальта и меди нарастают друг на друге эпитаксиально. Границы зерен проходят через всю толщину образца практически перпендикулярно поверхности слюды (т.е. на толщине образца укладывается одно зерно). Зерна имеют равноосную форму в плоскости образца. Размеры зерен не сильно отличаются друг от друга и ~ 80 – 100 \AA независимо от d_{Cu} , хотя при $d_{Cu} \geq 30 \text{ \AA}$ встречается также небольшая доля зерен размерами $\sim 120 \text{ \AA}$. Эти данные свидетельствуют о том, что размеры зерен задаются первым сконденсированным слоем меди толщиной 50 Å, на котором происходит формирование сверхрешетки Co/Cu. В результате кристаллическая структура представляет собой набор сильно вытянутых вдоль нормали к поверхности столбчатых зерен.

Заметим, что наши результаты коррелируют с данными, известными в литературе. В частности, в работе [16] аналогичная столбчатая структура была получена магнетронным распылением в сверхрешетках [Co(10 Å)/Cu(20 Å)]₁₅, выращенных на подслое меди толщиной 350 Å (размер зерен также $\sim 350 \text{ \AA}$). Однако при выращивании структур [Co(11 Å)/Cu(d_{Cu})]₆ на подслое Ru (50 Å) той же группой исследователей при тех же условиях конденсации Co и Cu [17] размеры зерен оказались сильно зависящими от толщины прослоек меди; например, при $d_{Cu} = 9$ и 43 Å размеры зерен были соответственно 30–50 Å и 100–200 Å, и на толщине образца укладывались несколько зерен; образование столбчатых зерен подавлялось процессами перекристаллизации, идущими прямо в процессе выращивания слоев.

Малоугловое рентгеновское θ – 2θ сканирование показало наличие двух пиков и множества слабозатухающих осцилляций интенсивности отраженного рентгеновского пучка, свидетельствующих об однородности толщины образцов, малости шероховатости границ раздела слоев и наличии периодичности в СР.

Петли гистерезиса записывались с помощью вибромагнетометра. Магнитосопротивление измеряли на постоянном токе в поле до 17 кЭ, которое было направлено в плоскости образца параллельно или перпендикулярно току либо перпендикулярно слоям СР. Для нескольких образцов было измерено МС в магнитных полях, направленных перпендикулярно току и под углом θ (0–90°) относительно

нормали к поверхности образца (этот угол задавался с точностью $\sim 0,5^\circ$).

Измерения показали, что структуры Co/Cu обладают относительно малой коэрцитивной силой H_c . Например, для образцов с $d_{Cu} = 8; 13,5$ и 37 \AA величина $H_c \approx 30, 36$ и 22 \AA соответственно. Их петли гистерезиса имеют отношение $M_r/M_s \sim 0,8$ (M_r — остаточная намагниченность образца при $H = 0$, M_s — намагниченность в насыщении в поле $H = H_s$), и намагниченность образцов быстро изменяется в области полей до $\sim 100 \text{ \AA}$ со слабым ростом в больших полях. Эти факты говорят о том, что в этих СР либо отсутствует АФ взаимодействие слоев Co, либо оно маскируется областями с Ф взаимодействием вокруг магнитных закороток из атомов Co [7,18,19], которые с наибольшей вероятностью должны быть локализованы в области высокоугловых границ и тройных стыков зерен. Заметим, что ослаблению АФ взаимодействия способствует относительно высокое давление остаточной атмосферы [20,21] и, особенно, кислорода [20] в процессе выращивания сверхрешеток Co/Cu, а также неоптимальность толщины слоев Co [22]. При вакуумных условиях настоящего эксперимента нельзя ожидать сильного АФ взаимодействия между слоями Co.

3. Осцилляции сопротивления и магнитосопротивления

Измерения магнитополевых зависимостей сопротивления показали, что форма кривых $R(H)$ зависит от ориентации магнитного поля относительно плоскости образца и направления тока (рис. 1). Если магнитное поле лежит в плоскости образца перпендикулярно току, форма $R(H)$ имеет обычный для мультислоев вид с максимумами при $H = \pm H_c$ [2,17]. В параллельном току магнитном поле в области малых полей $H \sim H_c$ наблюдается неглубокий минимум, связанный, очевидно, с анизотропным магниторезистивным эффектом в слоях Co, а затем максимум, после которого поведение $R(H)$ мало отличается от такового для случая ортогональной ориентации поля и тока.

В перпендикулярном плоскости образца магнитном поле, кроме небольшого максимума в малых полях, для некоторых образцов наблюдается второй максимум при $H = H^*$ ($\sim 1,76\text{--}6,24 \text{ кЭ}$) (см. рис. 2). При отклонении поля от направления нормали к поверхности образца в плоскости, перпендикулярной току, на угол $\vartheta \geq 3\text{--}15^\circ$ второй максимум размывается, остается лишь горб на зависимости $R(H)$, который при $\vartheta \geq 10\text{--}35^\circ$ полностью исчезает, и зависимость $R(H)$ принимает обычный вид. В областях вблизи $d_{Cu} \approx 15$ и 18 \AA , а также при $d_{Cu} \geq 30 \text{ \AA}$, второй максимум на кривых $R(H)$ отсутствует (границы этих областей показаны на рис. 2 вертикальными

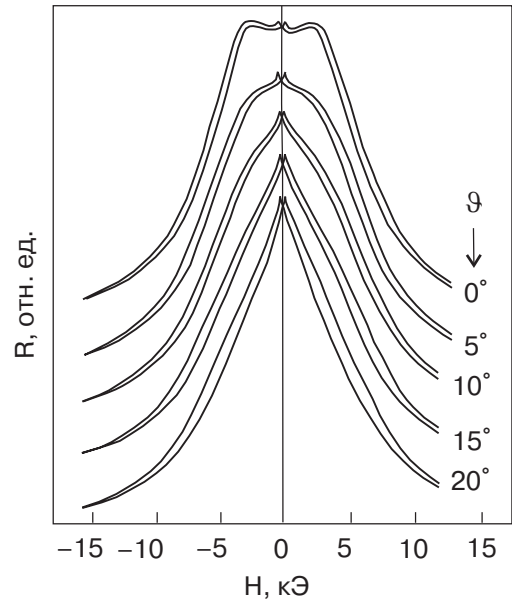


Рис. 1. Магнитосопротивление $R(H)$ сверхрешетки Co/Cu с толщиной прослоек меди $d_{Cu} = 12 \text{ \AA}$ при различных отклонениях магнитного поля \mathbf{H} на угол ϑ от направления нормали к поверхности образца в плоскости, ортогональной току. Форма кривых качественно не изменяется в интервале углов $\vartheta \sim 20\text{--}90^\circ$.

пунктирными линиями). Ранее подобного вида модификация кривых $R(H)$ была обнаружена в одной из первых работ по гигантскому МС для сверхрешеток Ag/Co [23] при отклонении магнитного поля от нормали к образцу в плоскости, проходящей через эту нормаль в направлении тока, однако авторы не дали

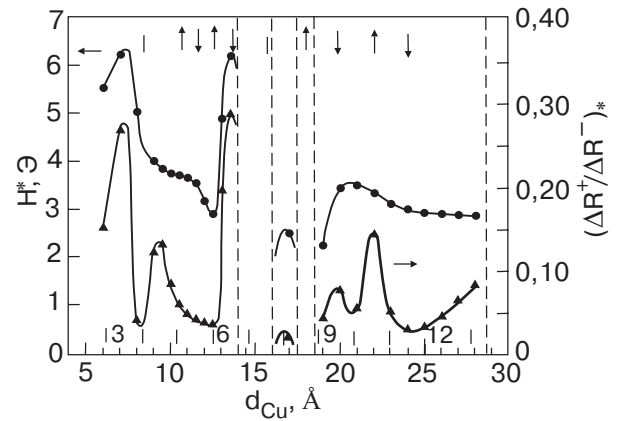


Рис. 2. Зависимость поля H^* , при котором наблюдался 2-й максимум $R(H)$, и отношения $(\Delta R^+ / \Delta R^-)_*$ в перпендикулярном к плоскости образцов магнитном поле от толщины прослоек меди d_{Cu} для мультислоев Co/Cu. Здесь и далее вертикальными штрихами отмечены значения $d_{Cu} = nd_{(111)}$, где n — целое число, $d_{(111)} = 2,087 \text{ \AA}$ — расстояние между плоскостями (111) Cu. Стрелки, направленные вверх и вниз, и вертикальные штрихи указывают положения максимумов, минимумов и точек перегиба на зависимости $(\Delta R / R_s)_*$ от d_{Cu} .

какого-либо объяснения данному эффекту. Аналогичного вида кривые $R(H)$ были получены для структур $[(\text{Ni}_x\text{Fe}_{1-x})_y\text{Ag}_{1-y}]/\text{Ag}$ [24] в перпендикулярном слоем поле, а также для сверхрешеток Fe/Gd [25] при параллельной слоям ориентации магнитного поля, что объяснялось изменением угла между намагниченностями первоначально АФ ориентированных слоев Fe и Gd , начиная с некоторого порогового поля.

Зависимости относительного магнитосопротивления $\Delta R/R_s$ от d_{Cu} для различных ориентаций магнитного поля приведены на рис. 3. Здесь $\Delta R = \Delta R^+ + \Delta R^-$, $\Delta R^+ = R^{\text{max}} - R_0$, $\Delta R^- = R_0 - R(H_s)$, где R^{max} — максимальное значение $R(H)$, $R_0 = R(H = 0)$, $R(H_s) = R_s$ — сопротивление образцов в поле $H = 15$ кЭ, при котором величина $R(H)$ близка к насыщению. Относительное МС имеет несколько характерных особенностей. Уровень $\Delta R/R_s$ оказался довольно низким, что и не удивительно, учитывая неоптимальные условия изготовления образцов. Во всем исследованном интервале толщин d_{Cu} величина $\Delta R/R_s$ оказалась наибольшей при ориентации поля в плоскости образца перпендикулярно току, за исключением самых больших толщин медных прослоек, и наименьшей при перпендикулярном плоскости слоев направлении магнитного поля. В случае, когда поле параллельно току, величина МС оказалась несколько меньшей, чем в случае перпендикулярной току ориентации поля в плоскости образца. Такое различие отмечалось в литературе [15,26] и объяснялось двумя факторами: анизотропным магниторезистивным эффектом (АМР) для ферромагнитных материалов [27] и собственной анизотропией гигантского МС

[28–30]. Кривые $\Delta R/R_s$ для различных ориентаций магнитного поля ведут себя подобно, за исключением области $d_{\text{Cu}} \sim 20\text{--}25 \text{ \AA}$.

Наиболее примечательной особенностью кривых $\Delta R/R_s$ для всех трех ориентаций магнитного поля является их осциллирующий характер, причем экстремумы кривых наблюдаются при толщинах медных прослоек d_{Cu} , равных целому или полуцелому числу межплоскостных расстояний для плоскостей (111) Cu : $d_{(111)} = 2,087 \text{ \AA}$ (толщины $nd_{(111)}$ показаны на рис. 2, 3 вертикальными штрихами с указанием числа n над ними). Расстояния между максимумами (или между минимумами) $\Delta R/R_s$ очень малы, значительно меньше характерного известного периода 9 \AA для сверхрешеток Co/Cu [2–7]. В частности, эти расстояния равны 1; 1,5; 2; 2,5 и 3 $d_{(111)}$, т.е. наибольшее из них не превосходит $\sim 6 \text{ \AA}$. Насколько нам известно, наименьший период осцилляций по d_{Cu} был обнаружен при исследовании фотоэмиссии из пленок меди на (001) Co [31] и соответствовал значению, равному толщине $2,3 \pm 0,1$ атомных слоев (001) Cu (что соответствует теоретически ожидаемому значению для межслоевой обменной связи и периоду модуляции плотности состояний на уровне Ферми для соответствующих квантовых ям [8–10]). Заметим, что для структур Fe/Cr (001) наблюдались короткопериодные (2,1 ат. слоя Cr) осцилляции обменной связи [32] и МС [33], связанные с особенностями топологии поверхности Ферми Cr [34]. Теоретические расчеты обменного взаимодействия в сверхрешетках Co/Cu [8–10] и квантово-размерных эффектов для электронных состояний [35] не могут дать столь малые ($\sim 1\text{--}1,5$ ат. слоя) периоды осцилляций J_1 или плотности состояний электронов при любой ориентации слоев меди, поэтому нужно искать другое объяснение короткопериодных осцилляций относительного МС.

Осцилляции $\Delta R/R_s = \Delta\rho/\rho_s$ вызваны осцилляциями $\Delta\rho$ и ρ_s . На рис. 4 приведены графики зависимостей $\Delta\rho_{\parallel}$, $\Delta\rho_{\perp}$ и ρ_s^{\parallel} . Здесь и далее мы будем обозначать индексами \parallel , \perp величины, относящиеся к параллельной и перпендикулярной току ориентациям магнитного поля в плоскости слоев, а индексом * — величины для поля, перпендикулярного слоям.

На рис. 4 видно, что экстремумы $(\Delta R/R_s)_{\parallel}$ соответствуют экстремумам $\Delta\rho_{\parallel}$ и ρ_s^{\parallel} (величина $\Delta\rho_{\parallel}^+$ существенно меньше $\Delta\rho_{\parallel}^-$, поэтому основное внимание мы сосредоточим на поведении $\Delta\rho_{\parallel}^-$), за исключением максимумов при $d_{\text{Cu}} = 5d_{(111)}$ и $12,5d_{(111)}$ (для удобства на рис. 4 положение экстремумов $\Delta R/R_s$ отмечено стрелками, направленными вверх (максимум) или вниз (минимум)). Точка перегиба на ступеньке при $d_{\text{Cu}} = 7,5d_{(111)}$ также отвечает максимумам $\Delta\rho_{\parallel}^-$ и ρ_s^{\parallel} . При $d_{\text{Cu}} = 9 d_{(111)}$ все три

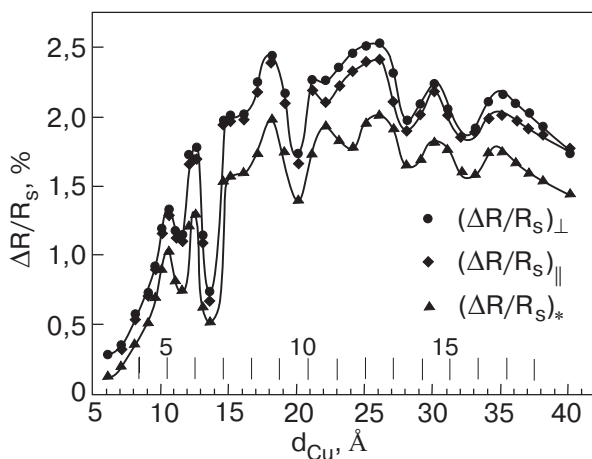


Рис. 3. Зависимости относительного магнитосопротивления $\Delta R/R_s$ сверхрешеток Co/Cu от толщины прослоек меди d_{Cu} в магнитном поле, лежащем в плоскости образцов перпендикулярно $(\Delta R/R_s)_{\perp}$ или параллельно току $(\Delta R/R_s)_{\parallel}$ либо направленном по нормали к плоскости образцов $(\Delta R/R_s)_*$.

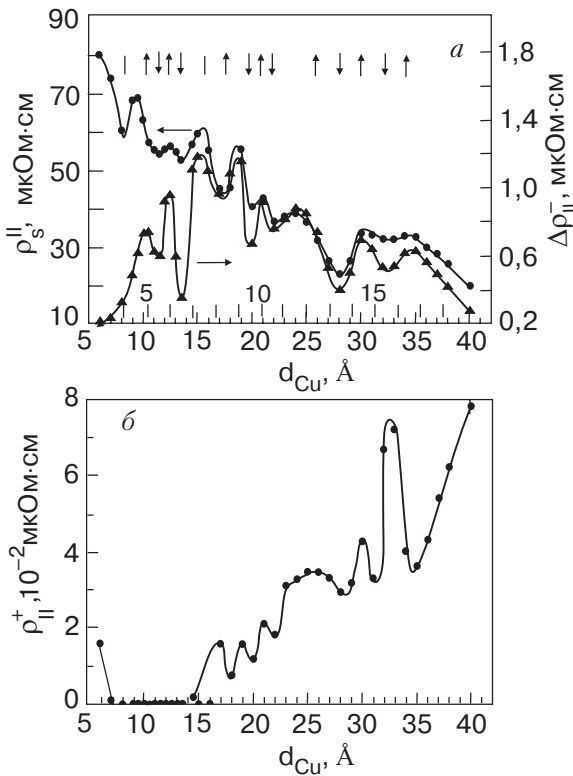


Рис. 4. Зависимости удельного сопротивления сверхрешетки Co/Cu в состоянии насыщения в магнитном поле $H = 15$ кЭ, параллельном току, ρ_s^{\parallel} и величины $\Delta\rho_{\parallel}^-$ (а), а также $\Delta\rho_{\parallel}^+$ (б) от толщины прослоек меди d_{Cu} . Стрелки и штрихи указывают положение особых точек зависимости $(\Delta R/R_s)_{\parallel}$.

величины $\Delta\rho_{\parallel}^-$, $\Delta\rho_{\parallel}^+$ и ρ_s^{\parallel} имеют максимум, которому, очевидно, должна отвечать ступенька в этой области d_{Cu} (не показана на рис. 3). Положения экстремумов $\Delta\rho_{\parallel}^-$ и ρ_s^{\parallel} полностью совпадают начиная с $d_{Cu} > 5d_{(111)}$, а при меньших d_{Cu} они не совпадают. Примечательно, что совпадающие по d_{Cu} экстремумы $\Delta\rho_{\parallel}^-$ и ρ_s^{\parallel} однотипны, т.е. это либо минимумы, либо максимумы. Важным обстоятельством является то, что максимумы и минимумы $(\Delta R/R_s)_{\parallel}$ соответствуют максимумам и минимумам $\Delta\rho_{\parallel}^-$ и ρ_s^{\parallel} , за исключением области $d_{Cu} < 5d_{(111)}$ и точки $d_{Cu} = 8,5d_{(111)}$ (вблизи 18 Å), в которой наблюдаются минимумы $\Delta\rho_{\parallel}^-$, $\Delta\rho_{\parallel}^+$ и ρ_s^{\parallel} и максимум $(\Delta R/R_s)_{\parallel}$. Положение экстремумов $\Delta\rho_{\parallel}^+$, как правило, также совпадает с экстремумами $\Delta\rho_{\parallel}^-$ и ρ_s^{\parallel} (см. рис. 4). В частности, отсутствие экстремума $\Delta\rho_{\parallel}^+$ при $d_{Cu} = 11,5d_{(111)}$ привело к тому, что при этой толщине d_{Cu} не наблюдается экстремум $(\Delta R/R_s)_{\parallel}$, хотя есть максимумы $\Delta\rho_{\parallel}^-$ и ρ_s^{\parallel} .

Заметим, что наши сверхрешетки Co/Cu имеют повышенный уровень удельного сопротивления ρ_s^{\parallel} по сравнению с данными, приведенными в литературе. Например, для [Co (11 Å)/Cu (d_{Cu})]₂₀ величина $\rho(H=0)$ приблизительно равна 23 и

17 мкОм·см для $d_{Cu} = 9$ и 18 Å соответственно [3]. Для СР с $d_{Co} = 15$ Å и $d_{Cu} = 9$ Å, изготовленной другой группой исследователей [4], было получено близкое значение $\rho_s = 20,3$ мкОм·см. Эти величины приблизительно в три раза ниже соответствующих уровней ρ_s^{\parallel} для наших СР.

Если воспользоваться известным для меди соотношением $\rho\lambda_{Cu} = 750$ мкОм·см·Å [36] (где λ_{Cu} — длина свободного пробега электронов в меди), пренебрегая для оценок различием между кобальтом и медью, то получим для образцов с $d_{Cu} = 9$ Å ($\rho_s^{\parallel} = 68,5$ мкОм·см), 18 Å ($\rho_s^{\parallel} = 46$ мкОм·см) и 40 Å ($\rho_s^{\parallel} = 20$ мкОм·см) длину свободного пробега электронов $\lambda \approx 10,9$; 16,3 и 37,5 Å соответственно. Во всем диапазоне d_{Cu} от 6 до 40 Å величина λ оказывается меньше периода сверхрешетки $\Lambda = d_{Cu} + d_{Co}$ и близка к d_{Cu} (как больше, так и меньше d_{Cu}). Это говорит о сильном рассеянии электронов на примесях и границах раздела в СР. Причиной такого рассеяния не могут быть границы зерен, поскольку средний размер зерен значительно превосходит величину λ . Ясно, что при таких малых λ даже при наличии АФ упорядочения слоев Со в наших СР нельзя ожидать заметной величины МС и относительного МС, так как для проявления гигантского МС необходимо, чтобы величина λ была по крайней мере заметно больше Λ .

В этой связи заметим, что при выборе давления аргона P_{Ar} для распыления мишеней из Со и Си учитывали то обстоятельство, что величина $\Delta R/R_s$ сильно зависит от P_{Ar} [37,38]. Например, в работе [37] для СР [Co (19 Å)/Cu (9,5 Å)]₄₀ уменьшение P_{Ar} привело к увеличению $\Delta R/R_s$ (при комнатной температуре) от $\sim 2\%$ при $P_{Ar} \approx 11,25$ мТорр до $\sim 39\%$ при $P_{Ar} = 3$ мТорр. Рекордные значения $\Delta R/R_s$ для СР Со/Cu были получены при $P_{Ar} = 3,25$ мТорр ($\Delta R/R_s = 65\%$) [39] и $P_{Ar} = 3,75$ мТорр ($> 80\%$) [20] (в последнем случае сверхрешетки Со/Cu (111) при уменьшении P_{Ar} до 1,5 мТорр наблюдался спад $\Delta R/R_s$ до 75% [40]).

Снижение давления аргона приводило, кроме того, к уменьшению шероховатости границ раздела слоев Со и Си, хотя и сопровождалось некоторым усилением перемешивания слоев Со и Си [37]. С этой точки зрения мы решили исследовать, что будет происходить при низком давлении аргона в надежде добиться получения структур с предельно гладкими слоями, учитывая отсутствие шероховатости подложки из фторфлогопита. По-видимому, наш слишком жесткий режим нанесения слоев Со и Си привел к некоторому перемешиванию слоев и высокому удельному сопротивлению образцов.

Заметим, что для многих СР, например Al/Ni, Al/Ag [41], Ni/Cu [42], Pd/Au [43], удельное со-

противление ρ обратно пропорционально периоду СР, что соответствует предсказаниям теории классического размерного эффекта для СР [43] и выполняется при условии, когда основной механизм рассеяния электронов связан с границами раздела слоев. Для наших образцов зависимость $\rho_s^{\parallel}(\Lambda)$, по-видимому, можно рассматривать как сложную функцию $1/\Lambda$, содержащую слагаемое, пропорциональное $1/\Lambda$, и осциллирующую добавку (см. рис. 5).

Для магнитных СР Ni/Cu [44] и Co/Ni [45] в нулевом магнитном поле наблюдались осцилляции ρ_0 как функции толщины слоев, природа которых до конца не установлена. Для Co/Ni [45] этот эффект, по-видимому, связан с особенностями электронного спектра СР. Для СР Co/Cu [3] осцилляции обусловлены осцилляциями АФ взаимодействия слоев Со. Нам не известны какие-либо работы по металлическим СР, в которых описывались бы толщинные осцилляции ρ_s , за исключением работы [45] по СР Co/Ni с периодом осцилляций по d_{Co} и d_{Ni} приблизительно 20 Å.

4. Обсуждение результатов

Рассмотрим возможные объяснения наблюдаемых осцилляций $\Delta R/R_s$, $\Delta\rho$ и ρ_s . В теории гигантского МС с изменением толщины осцилляции, связанные со сверхрешеточными эффектами квантования спектра электронов, рассматривались в ряде работ [46], однако эти теоретические модели не учитывают конкретный вид энергетических зон СР. Разрабатываемые в последнее время методы расчета МС с учетом реальной энергетической структуры СР в применении к системе Co/Cu [47–49], по-видимому, не могут дать осцилляций МС с периодом в один-два атомных слоя. Поэтому наиболее естественным является другое объяснение появления осцилляций $\Delta R/R_s$, $\Delta\rho$ и ρ_s .

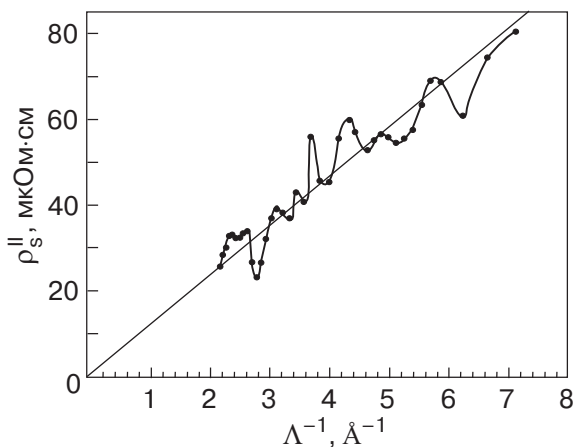


Рис. 5. Зависимость удельного сопротивления ρ_s^{\parallel} сверхрешеток Co/Cu (см. рис. 4) от величины Λ^{-1} , обратной периоду мультислоев $\Lambda = d_{Cu} + d_{Co}$.

При теоретическом анализе причин осцилляций ρ и МС можно предположить существование нескольких зависящих от магнитного поля механизмов, определяющих уровень сопротивления. Первый из них, ответственный за гигантское МС в АФ упорядоченных СР, связан со спин-зависимым рассеянием электронов в объеме и на границах раздела слоев, и для его эффективного проявления требуется, чтобы электроны пересекали несколько границ раздела, прежде чем произойдет их рассеяние (т.е. $\Lambda < \lambda_{CP}$). Вклад этого механизма в сопротивление определяется углом φ между направлениями магнитных моментов соседних слоев \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 , и в случае параллельности \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 плоскости слоев хорошо описывается соотношением

$$[\rho(H) - \rho_s] \sim \sin^2(\varphi/2) \quad (\varphi = 0 \text{ при } \rho(H) = \rho_s).$$

Это соотношение было подтверждено экспериментально для направлений тока как параллельно, так и перпендикулярно слоям СР [28,29,50], хотя наблюдались и некоторые отклонения от этой зависимости. Эта зависимость получила теоретическое обоснование в рамках классического [51,52] и квантовомеханического [47,52,53] расчетов проводимости магнитных СР (теоретически возможно и более сложное поведение МС с появлением максимума при некотором значении φ [52,53]). При АФ упорядочении магнитных слоев при $H = 0$ угол $\varphi = \pi$, и величина $[\rho(H) - \rho_s]$ (и тем самым $\Delta\rho_{\parallel}$) достигает максимально возможного значения. При ферромагнитном упорядочении слоев $\varphi = 0$, и соответствующий вклад обращается в нуль.

Наличие достаточно сильного биквадратного взаимодействия слоев (см. Приложение) может привести к дополнительному заметному развороту магнитных моментов соседних слоев на некоторый угол, так что угол $\varphi(H = 0) = \varphi_0$ окажется меньше 180° при АФ взаимодействии и больше нуля при Ф взаимодействии, поэтому в АФ случае биквадратное взаимодействие будет снижать величину $\Delta\rho_{\parallel}$, а при Ф взаимодействии, наоборот, будет приводить к появлению МС.

Как правило, величина $\Delta R/R_s$ мала в случае Ф взаимодействия слоев СР, однако известен случай для выращенной МВЕ методом сверхрешетки Co/Cu [15], когда в отсутствие АФ взаимодействия слоев наблюдалось гигантское МС того же масштаба ($\sim 40\%$), что и для СР с АФ связью. В данном случае эффект гигантского МС связан с подавлением магнитным полем рассеяния электронов на тепловых флуктуациях групп спинов атомов Со, которые, по-видимому, локализованы на моноатомных ступеньках или представляют собой островки из атомов Со на поверхности гладких участков пленок Со. Кроме того, внешнее магнитное поле должно подавлять рассеяние

электронов на флуктуациях магнитного поля, генерируемого ступеньками [54] и суперпарамагнитными комплексами атомов Co.

Третьим механизмом является механизм анизотропного спин-орбитального рассеяния, который приводит к известному АМР эффекту [27] и при отклонении магнитного момента \mathbf{M} от направления тока дает отрицательный (для Co) вклад в сопротивление, пропорциональный квадрату синуса угла между моментом \mathbf{M} и током.

Для объяснения осцилляций $\Delta\rho$, ρ_s и $\Delta R/R_s$ сделаем два основных предположения. Первое состоит в том, что шероховатость границ раздела в наших СР является осциллирующей функцией d_{Cu} . Для пленок меди теоретически предсказан эффект осцилляции их шероховатости при утолщении пленки с характерным шагом осцилляций в один или более атомный слой меди [55]. Такие осцилляции должны наблюдаться при достаточно большой поверхностной подвижности конденсирующихся атомов (в нашем случае это условие выполняется) и послыном механизме роста пленки. Они должны привести, согласно теоретическим представлениям [56], к соответствующим заметным осцилляциям сопротивления пленки. Аналогичные эффекты должны проявляться и в СР [57]. Второе предположение — наличие в наших СР заметного биквадратичного взаимодействия соседних магнитных слоев, приводящего к изменению угла ϕ между \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 в отсутствие магнитного поля.

Энергии билинейного J_1 и биквадратичного J_2 взаимодействий в сильной степени зависят от шероховатости границ раздела слоев. Один из предложенных основных механизмов формирования J_2 напрямую связан с этой шероховатостью [58] (рост J_2 при появлении шероховатости). В частности, эксперименты на СР [Co (10 Å)/Cu (9 Å)]₅₀ (1-й АФ пик $\Delta R/R_s$) показали, что для гладких слоев относительное МС достигает 65 % при комнатной температуре и падает до 31 % при увеличении шероховатости границ раздела [59]. При этом соотношение между J_1 и J_2 изменяется от $J_1/J_2 \approx 2,7$ до $J_2/J_1 \approx 3$. Расчеты ориентации магнитных моментов соседних слоев \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 для наших СР в магнитном поле, перпендикулярном слоям, приведены в Приложении. Из этих расчетов следует, что при выполнении условия $|J_1|/2J_2 < 1$ биквадратичное взаимодействие будет приводить к изменению угла ϕ_0 . Величина этого изменения, влияющая на величину 1-го вклада в МС, будет возрастать с увеличением шероховатости границ раздела и будет осциллирующей функцией d_{Cu} согласно нашему первому предположению.

Сделанные предположения позволяют также объяснить появление 2-го максимума на зависимостях $R(H)$ для ортогональных подложке магнитных полей и осцилляционное поведение поля $H^*(d_{Cu})$, при котором наблюдается 2-й максимум $R(H)$. Действительно, если биквадратичное взаимодействие относительно слабое, т.е. $|J_1|/2J_2 > 1$, то угол ϕ_0 для АФ и Ф взаимодействий слоев будет равен 180° и нулю соответственно. При увеличении магнитного поля угол θ между направлением поля и магнитными моментами слоев будет постепенно уменьшаться от 90° до нуля (при сохранении угла ψ между проекциями \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 на плоскость образца равным ϕ_0), и нет причин для появления максимума $R(H)$. Если же $|J_1|/2J_2 < 1$, то угол ϕ_0 отличен от 180° или нуля, и по мере увеличения поля (до некоторого значения) происходит уменьшение θ , угол ϕ остается равным ϕ_0 , а угол ψ стремится к 180° при любом знаке билинейного взаимодействия. В этой области полей следует ожидать уменьшения $R(H)$ за счет АМР эффекта, если считать вклад 1-го механизма в МС зависящим только от угла ϕ . Начиная с некоторого значения поля возможен случай, когда угол ϕ станет возрастать ($\phi > \phi_0$), достигая максимума (при $\psi = 180^\circ$), а затем монотонно спадать до нуля в сильных полях, при которых магнитные моменты слоев будут ориентированы вдоль поля. В этом случае немонотонный ход ϕ приведет к появлению соответствующего максимума $R(H)$. В случае сильной шероховатости и(или) малой величины $|J_1|$, когда угол ϕ_0 близок к 90° , максимум должен исчезать. При этом на зависимости $R(H)$ останется лишь «горб» — особенность в виде размытой ступеньки. Зависимость поля H^* от d_{Cu} во многом должна определяться параметром $|J_1|/2J_2$, т.е. зависимостями $J_1(d_{Cu})$ и $J_2(d_{Cu})$, которые, в свою очередь, тесно связаны с шероховатостью границ раздела слоев.

Проанализируем зависимость величин $\Delta\rho$ и ρ_s от шероховатости межфазных границ. При ферромагнитном взаимодействии магнитных слоев усиление шероховатости должно привести к росту $\Delta\rho$ при любой ориентации магнитного поля вследствие увеличения угла ϕ_0 и вклада 1-го механизма МС, усиления рассеяния на «болтающихся» спинах атомов Co, находящихся на границах слоев, и к некоторому уменьшению $\Delta\rho$ из-за эффекта АМР, которое за счет относительной малости вклада в наш случай (о чем свидетельствует малость разности $(\Delta R/R_s)_\perp - (\Delta R/R_s)_\parallel$) не должно изменить общую картину роста $\Delta\rho$ с возрастанием шероховатости. В случае АФ взаимодействия при увеличении шероховатости 2- и 3-й механизмы будут изменять $\Delta\rho$ в том же направлении, что и для Ф взаимодействия. Однако 1-й механизм должен уменьшать свой вклад в $\Delta\rho$ вследствие уменьшения угла ϕ_0 и длины свободного

пробега электронов λ с ростом шероховатости. Величина ρ_s с ростом шероховатости увеличивается во всех случаях.

Таким образом, в случае Φ взаимодействия слоев или если 1-й механизм МС не является определяющим при АФ взаимодействии рост шероховатости должен вызывать одновременный синхронный рост $\Delta\rho$ и ρ_s . Признаком АФ взаимодействия можно считать уменьшение $\Delta\rho$ и рост ρ_s при увеличении шероховатости. Заметим, однако, что последнее утверждение в общем случае может быть и неверным. Можно представить себе ситуацию, когда $\phi = 180^\circ$, слои ферромагнитного и немагнитного металлов идеально гладкие, причем электроны отражаются от границ раздела практически полностью и зеркально. В этом случае 1-й механизм МС окажется неэффективным, так как электроны будут «заперты» в ферромагнитных и немагнитных слоях. Появление шероховатости тогда должно привести к росту $\Delta\rho$ и ρ_s . Поэтому можно предположить, что при АФ взаимодействии слоев наибольшее относительное МС должно достигаться при небольшом, оптимальном уровне шероховатости, поскольку сильная шероховатость резко ограничит величину λ и снизит эффект гигантского МС. Предположение об оптимальной для МС структуре границ раздела Co/Cu было высказано на основании экспериментальных данных в работе [60]. В связи со сказанным заметим, что предположение о возможности зеркального рассеяния электронов на границах раздела слоев подтверждается квантовомеханическими расчетами для структур Co/Cu (111) [49], которые показали, что часть электронов, находящихся в слоях меди, оказывается запертой в этих слоях и не может их покинуть (для достаточно гладких границ раздела), и именно это явление «каналирования» может оказаться одним из основных механизмов гигантского МС. С другой стороны, расчеты [13], в которых учитывался спин-зависящий потенциальный рельеф для электронов, а рассеяние внутри слоев считалось не зависящим от спина, дают рост МС с увеличением шероховатости. В работе [12] предсказывалось усиление спин-зависящего граничного рассеяния при росте шероховатости и при обмене местами атомов Co и Cu на границах. Из приведенных примеров видно, что вопрос о роли шероховатости в формировании МС пока остается открытым.

В нашем случае границы раздела далеки от оптимальных, поэтому в АФ случае можно ожидать рост ρ_s и падение $\Delta\rho$ при возрастании шероховатости для наших СР. Можно также показать, что в случае изменения шероховатости величина $\Delta R/R_s$ должна вести себя качественно подобно $\Delta\rho$ и ρ_s , если мы имеем дело с Φ взаимодействием.

Приведенные выше соображения позволяют объяснить поведение зависимостей от d_{Cu} величин $\Delta R/R_s$, $\Delta\rho_{||}$ и $\rho_{||}^s$, в том числе и сбои в синхронности этих осцилляций в области $15 \text{ \AA} \leq d_{Cu} \leq 18 \text{ \AA}$, а также несовпадение максимумов $\Delta\rho_{||}$ и $\rho_{||}^s$ в области $d_{Cu} \approx 5d_{(111)}$. Естественно предположить, что максимумам (минимумам) $\rho_{||}^s$ соответствуют также максимумы (минимумы) шероховатости. Тогда синхронность в поведении $\Delta\rho_{||}$ и $\rho_{||}^s$ при $d_{Cu} > 5d_{(111)}$ должна означать либо Φ связь слоев, либо то, что в этом интервале d_{Cu} основным является 2-й механизм МС. Естественно также предположить, что почти во всем исследованном интервале d_{Cu} слои имеют Φ тип обменного взаимодействия (это согласуется с синхронностью осцилляций $\Delta R/R_s$, $\Delta\rho_{||}$ и $\rho_{||}^s$). Тогда максимум $H^*(d_{Cu})$ (рис. 2) при $d_{Cu} = 6,5d_{(111)}$ должен отвечать минимуму шероховатости (и, по-видимому, минимуму J_1) и минимумам $\Delta\rho_{||}$ и $\rho_{||}^s$, что и наблюдается. При увеличении d_{Cu} шероховатость резко возрастает, что сопровождается резким падением H^* и исчезновением 2-го максимума $R(H)$ в области $d_{Cu} \sim 15 \text{ \AA}$, где, по-видимому, происходит смена знака J_1 с отрицательного на положительный, т.е. отношение $|J_1|/2J_2$ резко уменьшается. Затем шероховатость уменьшается до толщин $d_{Cu} \approx 8,5d_{(111)}$ и появляется пик на зависимости $H^*(d_{Cu})$ в районе 17 \AA , что можно объяснить двумя конкурирующими процессами – уменьшением шероховатости, приводящим к уменьшению J_2 и росту H^* , и возрастанием J_1 , приводящим к ослаблению эффекта влияния J_2 и уменьшению поля H^* . В точке $d_{Cu} = 18 \text{ \AA}$ кривая $R(H^*)$ качественно не отличается от $R(H^{\parallel})$, и нет не только никаких признаков 2-го максимума $R(H^*)$, но и выпуклости на этой кривой. Очевидно, что в этой области находится 2-й пик АФ взаимодействия. В этой же области наблюдается максимум $(\Delta R/R_s)_{||}$ и минимумы $\Delta\rho_{||}$ и $\rho_{||}^s$. По-видимому, именно смена типа связи слоев и привела к сбою в синхронности поведения этих величин. Несмотря на АФ тип взаимодействия в этой области величины $\Delta\rho_{||}$ и $\rho_{||}^s$ ведут себя синхронно, поэтому здесь определенно должен работать 2-й механизм МС.

При дальнейшем увеличении d_{Cu} в интервале от ~ 18 до $\sim 19 \text{ \AA}$ совместное действие роста шероховатости и уменьшения J_1 вызывает появление 2-го максимума $R(H)$ и рост H^* , который продолжается до $d_{Cu} \approx 20 \text{ \AA}$, по-видимому, из-за падения J_1 и шероховатости в интервале $\sim 19\text{--}20 \text{ \AA}$. При $d_{Cu} \geq 30 \text{ \AA}$ второй максимум не наблюдается, что связано с уменьшением параметра $|J_1|/2J_2$, так как величина J_1 , согласно теории [58], должна спадать с ростом d_{Cu} быстрее, чем J_2 .

Появлением 1-го АФ пика обменной связи в области $d_{Cu} \approx 5d_{(111)}$ можно объяснить и рассогласование хода кривых $\Delta\rho_{||}$ и $\rho_s^{||}$ в интервале $d_{Cu} = 9-10,5 \text{ \AA}$, где 1-й механизм МС, по-видимому, оказывается основным. Данные по магнитной анизотропии наших мультислоев, которые будут приведены в отдельной статье, полностью подтверждают выводы нашего анализа поведения сопротивления и МС, энергий J_1 и J_2 . Они показывают, что в областях $d_{Cu} = 8-11 \text{ \AA}$ и $\sim 18 \text{ \AA}$ проявляется АФ обменное взаимодействие с максимумами при $d_{Cu} \sim 9-10 \text{ \AA}$ и $\sim 18 \text{ \AA}$, что согласуется с известными данными [1-10].

В пользу связи $\Delta\rho$ и ρ_s с шероховатостью говорят и данные для разностей $\gamma = (\Delta R/R_s)_{\perp} - (\Delta R/R_s)_{||}$ и $\beta = (\Delta R/R_s)_{\perp} - (\Delta R/R_s)_{*}$ (см. рис. 6). На рис. 6 видно, что они являются осциллирующими функциями d_{Cu} , причем β осциллирует вокруг уровня $\sim 0,35\%$. Осцилляции β и $\rho_s^{||}$ (т.е. шероховатости) оказались синхронными, за исключением областей $d_{Cu} \leq 12 \text{ \AA}$ и $d_{Cu} = 15-17 \text{ \AA}$. Для γ нет столь явной корреляции с $\rho_s^{||}$. Обращает на себя внимание тот факт, что максимумы и минимумы γ и β , а также участки плато на зависимостях $\gamma(d_{Cu})$ находятся примерно на одном уровне. Эти

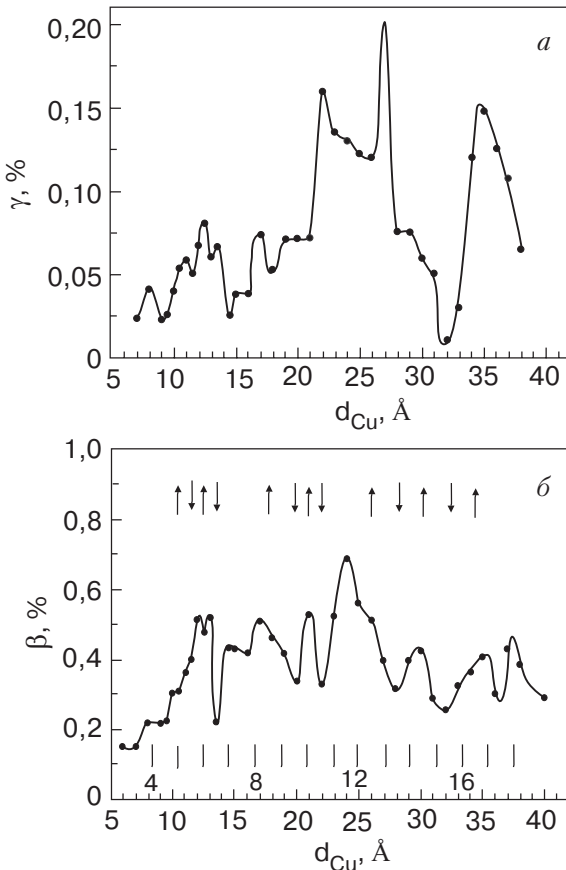


Рис. 6. Зависимости величин $\gamma = (\Delta R/R_s)_{\perp} - (\Delta R/R_s)_{||}$ (а) и $\beta = (\Delta R/R_s)_{\perp} - (\Delta R/R_s)_{*}$ (б) для сверхрешеток Co/Cu от толщины прослоек меди d_{Cu} . Стрелками и вертикальными штрихами показано положение экстремумов и точек перегиба зависимостей $(\Delta R/R_s)_{\perp,||}$.

результаты явно говорят об анизотропии гигантского МС по отношению к ориентации магнитного поля, которая обсуждалась, например, в работах [29,30]. Примечательно, что осцилляции γ и β не затухают с ростом d_{Cu} , т.е. $\Delta\rho$ изменяется пропорционально ρ_s [29,30]. Совершенно другое поведение зависимости $\gamma(d_{Cu})$ наблюдалось для спиновых вентилей Co(70 \AA)/Cu(d_{Cu})/NiFe(50 \AA)/FeMn(100 \AA) [29]. В этом случае γ практически не зависело от d_{Cu} , что соответствовало предсказаниям теории [30]. Из этой теории следует возможность смены знака γ , которая для наших СР происходит в области $d_{Cu} \sim 39 \text{ \AA}$.

Разность β (и γ) можно представить в виде $\beta = \beta^+ + \beta^-$, $\beta^{\pm} = (\Delta R^{\pm}/R_s)_{\perp} - (\Delta R^{\pm}/R_s)_{*}$. Если считать для простоты, что доменные структуры образца при $H = 0$ при измерении МС в полях H_{\perp} и H_{*} не отличаются, то $\beta^- \approx R_s^*/R_s^{\perp} - 1$. Поскольку $\beta^+ \ll \beta^-$, то осцилляции β определяются в основном отношением R_s^*/R_s^{\perp} , которое осциллирует синхронно с шероховатостью. Если предположить, что АМР вклад в сопротивление R_s одинаков при этих ориентациях магнитного поля, то отсюда следует вывод о большей чувствительности R_s^* к изменению шероховатости по сравнению с R_s^{\perp} . Относительно большая величина β ($\sim 0,2-0,5\%$) может быть обусловлена большой разницей в эффективности процессов подавления тепловых флуктуаций спинов атомов Со магнитным полем при двух различных ориентациях поля. Для величины γ нельзя пренебречь составляющей γ^+ , которая дает заметный вклад и, очевидно, вызывает несинхронность в поведении γ и шероховатости.

Заметим, что при отклонении магнитного поля от направления нормали к образцу на угол ϑ относительно МС $(\Delta R/R_s)(\vartheta)$ для образцов с $d_{Cu} = 7$ и 12 \AA для углов $\vartheta \geq 20^\circ$ хорошо описывается соотношением $(\Delta R^-/R_s)(\vartheta) - (\Delta R^-/R_s)_{*} = A \sin \vartheta$, а при меньших углах наблюдается минимум этой зависимости в области углов $\sim 5^\circ$ (рис. 7). Отметим, что для сверхрешеток Co/Ag [23] наибольшая величина $(\Delta R/R_s)(\vartheta)$ наблюдалась при $\vartheta = 45^\circ$. Для СР Fe/Cr (001) [61], в которых из-за биквадратичного обменного взаимодействия намагнитченности соседних слоев Fe были неколлинеарны в нулевом магнитном поле, сопротивление образцов монотонно уменьшалось с ростом поля. При углах $\vartheta \lesssim 25^\circ$ вид кривых $R(H, \vartheta)$ изменялся, сопротивление образцов возрастало пропорционально H^2 , достигало максимума при $H \leq 8 \text{ кЭ}$, а затем быстро спадало, причем максимум $R(H)$ достигался в точке фазового перехода II рода [61]. Хотя авторы и не приводят данные для $(\Delta R/R_s)(\vartheta)$, ясно, что относительное МС достигает наибольшего значения в области углов $\vartheta < 25^\circ$. Пока мы не нашли объяснения пове-

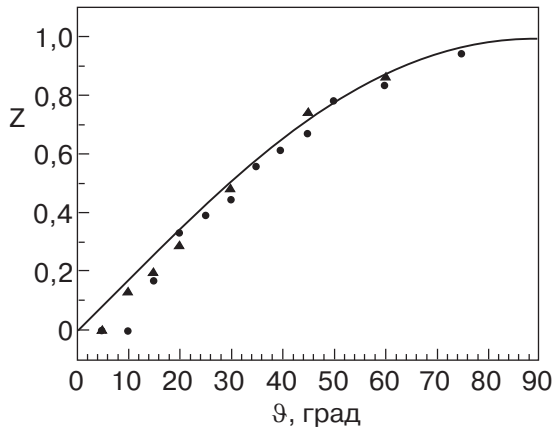


Рис. 7. Зависимость отношения $Z = [(\Delta R^-/R_s)(\vartheta) - (\Delta R^-/R_s)_*] / [(\Delta R^-/R_s)_\perp - (\Delta R^-/R_s)_*]$ для сверхрешеток Co/Cu с толщинами прослоек меди $d_{Cu} = 7$ (▲) и 12 (●) Å от угла ϑ между магнитным полем, перпендикулярным току, и нормалью к плоскости мультислоев. При $\vartheta = 5^\circ$ величина $Z = -3,53 \cdot 10^{-4}$ и $-1,15 \cdot 10^{-3}$ для $d_{Cu} = 7$ и 12 Å (при $\vartheta = 10^\circ Z = 1,77 \cdot 10^{-4}$ для образца с $d_{Cu} = 7$ Å). Линией показана функция $\sin \vartheta$.

дения γ , β и угловых зависимостей МС; все эти вопросы требуют дальнейшего анализа. По-видимому, можно утверждать, что появление особенностей в виде экстремумов (в полях $H \gg H_c$) на зависимостях $R(H, \vartheta)$ при $\vartheta < 90^\circ$ связано с достаточно большим уровнем биквадратичного взаимодействия магнитных слоев.

5. Заключение

Для сверхрешеток Co/Cu (111) на слюде с фиксированной толщиной слоев Co (8 Å), полученных с помощью магнетронного распыления, в магнитных полях H до 15 кЭ, ориентированных в плоскости слоев либо перпендикулярно им, обнаружены необычные осцилляции удельного сопротивления в насыщении ρ_s (при $H = 15$ кЭ), магнитосопротивления ΔR и относительного магнитосопротивления $\Delta R/R_s$ с ростом толщины прослоек меди d_{Cu} от 6 до 40 Å. Экстремумы ρ_s , ΔR и $\Delta R/R_s$ приходятся на толщины d_{Cu} , кратные целому или полуцелому числу монослоев меди (т.е. величине $d_{(111)} = 2,087$ Å — расстоянию между плоскостями (111) Cu), причем расстояния между соседними максимумами или минимумами оказались равными 1; 1,5; 2; 2,5 и $3d_{(111)}$. Аналогичные осцилляции, которые подробно будут описаны в отдельной статье, испытывают константа магнитной анизотропии κ_m и ширина линии ферромагнитного резонанса, причем наблюдается полная синхронность осцилляций ρ_s , ΔR , $\Delta R/R_s$ и κ_m . Поведение зависимостей сопротивления образцов от магнитного поля $R(H)$ качественно изменяется при отклонении поля от плоскости образцов. Кроме

максимумов $R(H)$ в полях $H = \pm H_c$ (H_c — коэрцитивная сила образца), появляется второй широкий максимум в полях $H \gg H_c$ либо характерный «горб».

Теоретические расчеты направления магнитных моментов слоев в поле, ортогональном плоскости образца, и анализ экспериментальных данных позволяют предположить, что причиной осцилляций ρ_s , ΔR и $\Delta R/R_s$ и константы магнитной анизотропии является немонотонное изменение шероховатости границ раздела слоев и связанные с этим осцилляции билинейного (J_1) и биквадратичного (J_2) обменных взаимодействий соседних ферромагнитных слоев. Изменение вида кривых $R(H)$ при отклонении поля от плоскости образцов обусловлено заметной величиной биквадратичного взаимодействия и, по-видимому, должно наблюдаться для образцов с $|J_1|/2J_2 < 1$, поэтому для образцов со значениями толщин d_{Cu} , для которых это неравенство не выполняется, модификация кривых $R(H)$ не наблюдается. К такому же выводу пришли авторы работы [58], в которой наблюдалось аналогичное поведение $R(H)$. Поэтому исследование угловых и полевых зависимостей ρ_s , ΔR и $\Delta R/R_s$ в сочетании с теоретическими расчетами позволяют, в принципе, сделать заключения о процессах намагничивания в СР и изменении силы билинейного и биквадратичного взаимодействий слоев при варьировании толщин магнитной и немагнитной составляющих сверхрешеток.

Авторы благодарны сотрудникам НТУ «ХПИ» Б.А. Авраменко и Ю.П. Першину за измерение магнитных характеристик образцов и их рентгенографические исследования.

Работа была поддержана НАН Украины в рамках программы «Наноструктурные системы, наноматериалы, нанотехнологии», грант № 3-026/2004.

Приложение

Полевая зависимость ориентации магнитных моментов слоев в структурах типа Co/Cu (111) в перпендикулярном подложке магнитном поле

Рассмотрим N магнитных слоев, связанных обменным взаимодействием через прослойки из немагнитного материала. В случае $N \gg 1$ или для спин-вентильных структур с $N = 2$ функционал энергии имеет вид, характерный для магнетика с двумя подрешетками. Представим функционал энергии в виде, который использовался в статьях [62] (магнитное поле и ось z перпендикулярны слоям):

$$F = \sum_{i=1}^2 \{k[(n_i^x n_i^y)^2 + (n_i^z n_i^y)^2 + (n_i^x n_i^z)^2] + \frac{m}{2}(n_i^z)^2 - h(n_i^z)\} + \frac{1}{2}J_1(\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2) + \frac{1}{2}J_2(\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2)^2. \quad (1)$$

Здесь J_1 — гейзенберговская (билинейная) обменная энергия; J_2 — энергия биквадратичного взаимодействия; k — энергия кубической анизотропии; h — зеемановская энергия во внешнем поле; m — энергия размагничивания; \mathbf{n}_i — единичный вектор в направлении магнитного момента слоя \mathbf{M}_i .

$$F = \sum_{i=1}^2 \left\{ k \left(\frac{1}{4} \sin^4 \vartheta_i + \frac{1}{3} \cos^4 \vartheta_i - \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \vartheta_i \sin 3\varphi_i \right) + \frac{m}{2} \cos^2 \vartheta_i - h \cos \vartheta_i \right\} + \frac{1}{2} J_1 [\dots] + \frac{1}{2} J_2 [\dots]^2, \quad [\dots] = \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 + \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \cos \psi, \quad \psi = \varphi_1 - \varphi_2. \quad (2)$$

Здесь мы использовали сферическую систему координат, в которой ϑ_i — угол между магнитным моментом \mathbf{M}_i слоя i и осью z ; φ_i — угол между проекцией \mathbf{M}_i на плоскость слоев и осью x . Если учесть, что области с однородной намагниченностью (домены) по своим размерам значительно (на много порядков) превосходят размеры зерен в сверхрешетках Co/Cu, то с учетом отсутствия выделенных ориентаций направлений $[\bar{1}\bar{1}0]$ и $[11\bar{2}]$ относительно подложки нужно усреднить функционал F по всем зернам в пределах домена, что приведет к исчезновению вклада третьего слагаемого в F в сумме (2). Таким образом, функционал F оказывается зависящим от трех переменных: ϑ_1 , ϑ_2 и ψ .

Анализ минимумов функционала (2) приводит к следующим результатам. Устойчивым состояниям намагниченности отвечает равенство углов ϑ_1 и ϑ_2 , т.е. $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \vartheta$. Все возможные состояния магнитной структуры лежат в четырех областях на фазовой диаграмме в координатах (J_1, J_2) , показанной на рис. 8 (экспериментально и теоретически показано, что величина биквадратичного взаимодействия J_2 неотрицательна). Границы областей I–IV определяются прямыми $|\beta| = 1$, где параметр $\beta = J_1/2J_2$ является мерой относительной силы гейзенберговского и биквадратичного взаимодействий.

В области I ($J_1 < 0$, $|\beta| > 1$) с ферромагнитным обменным взаимодействием слоев при произвольном магнитном поле угол ψ между проекциями \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 на плоскость слоев сохраняется постоянным и равным нулю ($\cos \psi = 1$). Связь угла ϑ с магнитным полем h описывается соотношением

$$\cos \vartheta = \frac{h}{m} + \delta, \quad \delta \cong \left(\frac{h}{m} \right) \left(\frac{k}{m} \right) \left(1 - \frac{7}{3} \frac{h^2}{m^2} \right), \quad |\delta| \ll \left| \frac{h}{m} \right|. \quad (3)$$

С ростом поля магнитные моменты \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 отклоняются от плоскости слоев и выстраиваются перпендикулярно подложке в поле $h \geq m + 4k/3$. Аналогичные процессы происходят и в случае АФ

В системе координат, в которой нормаль к образцу направлена вдоль оси $[111]$, а оси x и y ориентированы вдоль направлений $[\bar{1}\bar{1}0]$ и $[11\bar{2}]$ соответственно имеем

взаимодействия слоев ($J_1 > 0$) в области III ($\beta > 1$, $\cos \psi = -1$), для которой

$$\cos \vartheta = \frac{h}{m} + \delta + \Delta, \quad \Delta = \left(\frac{h}{m} \right) \left(\frac{2J_2}{m} \right) \left[(1 - \beta) - 2 \frac{h^2}{m^2} \right], \quad |\delta + \Delta| \ll \frac{h}{m}. \quad (4)$$

Однако в областях II, III и IV намагниченности слоев будут перпендикулярны плоскости образца в полях $h \geq m + 4k/3 + (J_1 + 2J_2)$.

В областях II и IV магнитные моменты слоев неколлинеарны, и в нулевом магнитном поле угол $\psi(H = 0) = \psi_0$ определяется соотношением $\cos \psi = -\beta$, т.е. в области II с ростом J_2 этот угол изменяется от нуля до 90° (при $J_2 \rightarrow \infty$), а в области IV — от 180° до 90° ($J_2 \rightarrow \infty$). Зависимость углов ψ и ϑ от магнитного поля определяется соотношением (3) и равенством

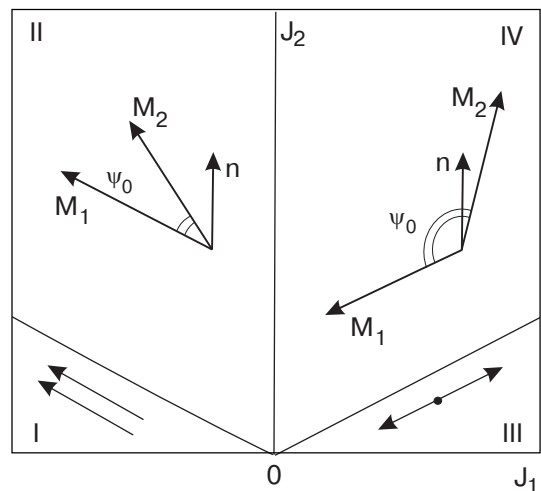


Рис. 8. Диаграмма магнитных состояний сверхрешеток Co/Cu при различных соотношениях между энергиями билинейного (J_1) и биквадратичного (J_2) обменного взаимодействий.

$$\cos \psi = -\frac{\beta + \cos^2 \vartheta}{\sin^2 \vartheta}, \quad (5)$$

которые отвечают устойчивым состояниям магнитной структуры при $\cos^2 \vartheta \leq (1 - \beta)/2$. Здесь знак равенства определяет то магнитное поле h_{cr} , при котором угол ψ достигает наибольшего возможного значения, равного 180° (т.е. $\cos \psi = -1$). С другой стороны, устойчивое состояние с $\cos \psi = -1$ достигается также в области полей, в которой $\cos^2 \vartheta \geq (1 - \beta)/2$, причем связь ϑ с h определяется соотношением (4). Заметим, что устойчивые состояния, отвечающие минимуму функционала F , возможны при выполнении условия $m + 7k(h/m)^2 > 0$ в области углов $90^\circ > \vartheta \geq 0$. Поскольку выражения (3) и (4) отличаются друг от друга на величину Δ , то в поле $h = h_{cr}$ должен произойти переход с ветви функции $\cos \vartheta(h)$, описываемой соотношением (3), на «высокополевую» ветвь (4). Если $\Delta(h_{cr}) < 0$, то при достижении h_{cr} произойдет скачкообразное увеличение угла ϑ (или уменьшение ϑ при $\Delta(h_{cr}) > 0$). Подставляя значение

$$\frac{h_{cr}}{m} \cong \sqrt{\frac{1 - \beta}{2}} \left\{ 1 - \left(\frac{k}{m} \right) \left[1 - \frac{7}{6} (1 - \beta) \right] \right\} \quad (6)$$

в функцию Δ , получаем

$$\Delta(h_{cr}) \cong (1 - \beta) \sqrt{\frac{1 - \beta}{2}} \left(\frac{2J_2}{m} \right) \left(\frac{2k}{m} \right) \left[1 - \frac{7}{6} (1 - \beta) \right]. \quad (7)$$

Из (7) вытекает, что $\Delta(h_{cr}) < 0$, если $k[7\beta - 1] < 0$, т.е. если $\beta < 0$, $k > 0$; $\beta > 1/7$, $k < 0$ или $\beta < 1/7$, $k > 0$. После скачка (при $h > h_{cr}$) угол ϑ постепенно уменьшается до нуля по закону (4).

Отмеченный выше скачок ϑ в областях III и IV должен отразиться на виде полевой зависимости сопротивления. Для 1-го механизма МС в качестве оценки можно воспользоваться соотношением

$$R = R_s + \Delta R \sin^2(\varphi/2), \quad (8)$$

где φ — угол между \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 :

$$\cos \varphi = \sin^2 \vartheta \cos \psi + \cos^2 \vartheta. \quad (9)$$

В области полей $h \leq h_{cr}$, используя равенство (5), имеем $\cos \varphi = -\beta = \cos \psi_0$, т.е. угол φ остается постоянным и равным $\varphi = \psi_0$. При $h > h_{cr}$ имеем $\cos \varphi = 2\cos^2 \vartheta - 1$. Скачок $\cos \varphi$ при $\Delta(h_{cr}) < 0$ вызовет всплеск $\sin^2(\varphi/2)$ и сопротивления, поэтому 1-й механизм МС может привести к появлению 2-го максимума на $R(H)$ при $k > 0$, а в АФ области $d_{Cu} \sim 10,5 \text{ \AA}$ при $J_1 < 2(J_2/7)$. При этом из равенства (6), учитывая, что $k/m \ll 1$, получаем $h_{cr}/m \sim \sqrt{1 - \beta}$, т.е. при увеличении шероховатости, приводящей к возрастанию J_2 , величины $|\beta|$ и h_{cr} уменьшаются при $\beta < 0$, т.е. поле H^* в ферромагнитной области должно увеличи-

ваться при сглаживании границ раздела слоев (см. пик H^* при $d_{Cu} = 13,5 \text{ \AA}$ на рис. 2). В АФ области (например, вблизи $d_{Cu} = 10,5 \text{ \AA}$), наоборот, рост шероховатости должен вызывать возрастание H^* .

Добавка к сопротивлению от АМР эффекта пропорциональна $\sin^2 \Omega$, где Ω — угол между намагниченностью и током:

$$R_{AMR} = \Delta R_{AMR} \sin^2 \Omega. \quad (10)$$

Для каждого из магнитных слоев

$$\sin^2 \Omega = \cos^2 \vartheta + \sin^2 \vartheta \sin^2 \left(\frac{\psi}{2} + n \frac{\pi}{2} \right), \quad (11)$$

где $n = 0$ при $\psi \leq 90^\circ$ и $n = 1$ при $\psi > 90^\circ$. Здесь учтено то обстоятельство, что наши образцы имеют сильно вытянутую форму. Энергия, связанная с анизотропией формы, будет приводить к тому, что при $\psi \leq 90^\circ$ проекции магнитных моментов слоев \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 на плоскость образца будут направлены под равными углами к оси образца в отсутствие магнитного поля. С ростом поля (в областях II и IV) угол ψ будет увеличиваться, и при $\psi = 90^\circ$ произойдет дополнительный, скачкообразный поворот проекций моментов на угол 90° . Анализ поведения АМР сопротивления как функции ψ показывает, что с ростом ψ от ψ_0 до 90° сопротивление уменьшается, при $\psi = 90^\circ$ произойдет небольшой скачок (уменьшение) сопротивления. Затем в интервале $180^\circ \geq \psi > 90^\circ$ АМР сопротивление не будет изменяться. При $\psi = 180^\circ$ произойдет скачкообразный рост сопротивления (при $\Delta(h_{cr}) < 0$) с последующим плавным спадом. Таким образом, и АМР механизм МС должен привести ко 2-му максимуму $R(H^*)$. Второй механизм МС, связанный с рассеянием на тепловых флуктуациях спинов ионов Со, очевидно, также должен привести к всплеску МС при $\Delta(h_{cr}) < 0$. Таким образом, все три основных механизма МС могут объяснить появление 2-го максимума. Поскольку 1-й и АМР механизмы в нашем случае не являются доминирующими, на полевой зависимости сопротивления не наблюдаются участки постоянства сопротивления вследствие действия основного, 2-го механизма МС. Кроме того, ограниченность числа слоев может привести к заметным отклонениям поведения их намагниченности по сравнению со случаем бесконечного числа слоев.

1. R.E. Camley and R.L. Stamps, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 3727 (1993).
2. S.S.P. Parkin, R. Bhadra, and K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2152 (1991).
3. S.S.P. Parkin, A.R. Modak, and D.J. Smith, *Phys. Rev.* **B47**, 9136 (1993).
4. D.H. Mosca, F. Petroff, A. Fert, P.A. Schroeder, W.P. Pratt, Jr., and R. Laloe, *J. Magn. Magn. Mater.* **94**, L1 (1991).

5. S.S.P. Parkin, R.F. Marks, R.F.C. Farrow, G.R. Harp, Q.H. Lam, and R.J. Savoy, *Phys. Rev.* **B46**, 9262 (1992).
6. C. Dupas, E. Kolb, K. Le Dang, J.P. Renard, P. Veillet, E. Velu, and D. Renard, *J. Magn. Magn. Mater.* **128**, 361 (1993).
7. S.K.J. Lenczowski, M.A.M. Gijs, J.B. Giesbers, R.J.M. van de Veerdonk, and W.J.M. de Jonge, *Phys. Rev.* **B50**, 9982 (1994).
8. P. Bruno and C. Chappert, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1602 (1991); *ibid.* **67**, 2592 (1991); *Phys. Rev.* **B46**, 261 (1992).
9. P. Bruno, *J. Appl. Phys.* **78**, 6972 (1994); *Phys. Rev.* **B52**, 411 (1995).
10. N.N. Lathiotakis, B.L. Gyorffy, J.B. Staunton, and B. Ujfalussy, *J. Magn. Magn. Mater.* **185**, 293 (1998).
11. P.M. Levy, *Solid State Physics* **47**, 367 (1994).
12. S. Zhang and P.M. Levy, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 916 (1996).
13. T.N. Todorov, E.Yu. Tsymbal, and D.G. Pettifor, *Phys. Rev.* **B54**, R12685 (1996).
14. E.Yu. Tsymbal and D.G. Pettifor, *Phys. Rev.* **B54**, 15314 (1996); *J. Appl. Phys.* **81**, 4579 (1997); *J. Magn. Magn. Mater.* **202**, 163 (1999).
15. D. Barlett, F. Tsui, D. Glick, L. Lauhon, T. Mandrekar, C. Uher, and R. Clarke, *Phys. Rev.* **B49**, 1521 (1994).
16. A.R. Modak, D.J. Smith, and S.S.P. Parkin, *Phys. Rev.* **B50**, 4232 (1994).
17. A.R. Modak, S.S.P. Parkin, and D.J. Smith, *J. Magn. Magn. Mater.* **129**, 415 (1994).
18. G. Rupp and K. Schuster, *J. Magn. Magn. Mater.* **121**, 416 (1993); G. Rupp and H.A.M. van den Berg, *IEEE Trans. Magn.* **29**, 3102 (1993).
19. D.B. Fulghum and R.E. Camley, *Phys. Rev.* **B52**, 13436 (1995); J.-F. Bobo, M. Piecuch, and E. Snoeck, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 440 (1993).
20. K. Kagawa, H. Kano, A. Okabe, A. Suzuki, and K. Hayashi, *J. Appl. Phys.* **75**, 6540 (1994).
21. C.H. Marrows, B.J. Hickey, M. Herrmann, S. McVitie, and J.N. Chapman, *J. Magn. Magn. Mater.* **198–199**, 408 (1999).
22. A.M. Shukh, D.H. Shin, and H. Hoffmann, *J. Appl. Phys.* **78**, 6507 (1994); Y. Kobayashi, Y. Aoki, H. Sato, A. Kamijo, and M. Abe, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 501 (1993); D.J. Kubinski and H. Holloway, *J. Appl. Phys.* **79**, 1661 (1996).
23. D.H. Mosca, A. Barthelemy, F. Petroff, A. Fert, P.A. Schroeder, W.P. Pratt, Jr., R. Laloe, and R. Cabanel, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 480 (1991).
24. R.F.C. Farrow, R.F. Marks, T.A. Rabedeau, M.T. Toney, D. Dobbertin, R. Beyers, and S.S.P. Parkin, *J. Appl. Phys.* **76**, 3688 (1994).
25. M. Vaezzadeh, B. George, and G. Marchal, *Phys. Rev.* **B50**, 6113 (1994).
26. D. Greig, M.J. Hall, C. Hammond, B.J. Hickey, H.P. Ho, M.A. Howson, M.J. Walker, N. Wisser, and D.G. Wright, *J. Magn. Magn. Mater.* **110**, L239 (1992); G.R. Harp, S.S.P. Parkin, R.F.C. Farrow, R.F. Marks, M.F. Toney, Q.H. Lam, T.A. Rabedeau, and R.J. Savoy, *Phys. Rev.* **B47**, 8721 (1993).
27. I.A. Campbell, A. Fert, and O. Jaoul, *J. Phys. C: Metal Phys.* **3**, S95 (1970); T.R. McGuire and R.I. Potter, *IEEE Trans. Magn.* **11**, 1018 (1975).
28. B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit, and D. Mauri, *Phys. Rev.* **B43**, 1297 (1991); A. Chaiken, P. Lubitz, J.J. Krebs, G.A. Prinz, and M.Z. Harford, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 240 (1991).
29. B. Dieny, C. Cowache, A. Nossou, P. Dauguet, J. Chaussy, and P. Gandit, *J. Appl. Phys.* **79**, 6370 (1996).
30. Th. G.S.M. Rijks, R. Coehoorn, M.J.M. de Jong, and W.J.M. de Jonge, *Phys. Rev.* **B51**, 283 (1995).
31. R. Kläsger, D. Schmitz, C. Carbone, W. Eberhardt, P. Lang, R. Zeller, and P.H. Dederichs, *Phys. Rev.* **B57**, R696 (1998).
32. J. Unguris, R.J. Celotta, and D.T. Pierce, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 140 (1991); S.T. Purcell, W. Folkerts, M.T. Johnson, N.W.E. McGee, K. Jager, J. aan de Stegge, W.B. Zeper, W. Hoving, and P. Grünberg, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 903 (1991); D.T. Pierce, J.A. Stroschio, J. Unguris, and R.J. Celotta, *Phys. Rev.* **B49**, 14564 (1994).
33. C.D. Potter, R. Schad, P. Beliën, G. Verbanck, V.V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, M. Schäfer, R. Schäfer, and P. Grünberg, *Phys. Rev.* **B49**, 16055 (1994).
34. M.D. Stiles, *Phys. Rev.* **B54**, 14679 (1996).
35. J.E. Ortega, F.J. Himpsel, G.J. Mankey, and R.F. Willis, *Phys. Rev.* **B47**, 1540 (1993).
36. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, New York, Wiley (1996), p. 217.
37. R.J. Highmore, W.C. Shih, R.E. Somekh, and J.E. Evetts, *J. Magn. Magn. Mater.* **116**, 249 (1992).
38. S. Honda, S. Ohmoto, R. Imada, and M. Nawate, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 419 (1993).
39. S.S.P. Parkin, Z.G. Li, and D.J. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2710 (1991).
40. H. Kano, K. Kagawa, A. Suzuki, A. Okabe, K. Hayashi, and K. Aso, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2839 (1993).
41. H. Sato, I. Sakamoto, and C. Fierz, *J. Phys.: Condens. Matter* **3**, 9067 (1991).
42. H. Sato, T. Matsudai, W. Abdul-Razzaq, C. Fierz, and P.A. Schroeder, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 6151 (1994).
43. P.F. Carcia and A. Suna, *J. Appl. Phys.* **54**, 2000 (1983).
44. S. Kim and I.K. Schuller, *Phys. Rev.* **B58**, 2240 (1998).
45. D. Lederman, J.M. Gallego, S. Kim, and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **183**, 261 (1998).
46. A. Vedyayev, C. Cowache, N. Ryzhanova, and B. Dieny, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 8289 (1993); A. Vedyayev, M. Chshiev, and B. Dieny, *J. Magn. Magn. Mater.* **184**, 145 (1998); B.R. Bulka and J. Barnas, *Phys. Rev.* **B51**, 6348 (1995); J. Barnas and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev.* **B53**, 5449 (1996).

47. R.H. Brown, D.M.C. Nicholson, W.H. Butler, X.-G. Zhang, W.A. Shelton, T.C. Schulthess, and J.M. McLaren, *Phys. Rev.* **B58**, 11146 (1998).
48. K.M. Schep, P.J. Kelly, and G.E.W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 586 (1995); T. Kai, Y. Ohashi, and K. Shiki, *J. Magn. Magn. Mater.* **183**, 292 (1998).
49. W.H. Butler, X.-G. Zhang, D.M.C. Nicholson, T.C. Schulthess, and J.M. MacLaren, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3216 (1996); *J. Appl. Phys.* **79**, 5282 (1996).
50. P. Dauguet, P. Gandit, J. Chaussy, S.F. Lee, A. Fert, and P. Holody, *Phys. Rev.* **B54**, 1083 (1996); L.B. Steren, A. Barthélémy, J.L. Duval, A. Fert, R. Morel, F. Petroff, P. Holody, R. Loloee, and P.A. Schroeder, *Phys. Rev.* **B51**, 292 (1995); S. Mao, M. Plumer, A. Mack, Z. Yang, and E. Murdock, *J. Appl. Phys.* **85**, 5033 (1999).
51. S. Zhang, P.M. Levy, and A. Fert, *Phys. Rev.* **B45**, 8689 (1992); L. Sheng, D.Y. Xing, Z.D. Wang, and J. Dong, *Phys. Rev.* **B55**, 5908 (1997); R.Y. Gu, D.Y. Xing, and Z.D. Wang, *Phys. Rev.* **B58**, 11142 (1998).
52. J. Barnas, O. Baksalary, and A. Fert, *Phys. Rev.* **B56**, 6079 (1997).
53. A. Vedyayev, B. Dieny, N. Ryzhanova, J.B. Genin, and C. Cowache, *Europhys. Lett.* **25**, 465 (1994); A. Vedyayev, B. Dieny, N. Ryzhanova and J.B. Genin, *Phys. Lett. A185*, 117 (1004); A. Vedyayev, N. Ryzhanova, B. Dieny, P. Dauguet, P. Gandit, and J. Chaussy, *Phys. Rev.* **B55**, 3728 (1997); K. Wang, S. Zhang, and P.M. Levy, *Phys. Rev.* **B54**, 11965 (1996).
54. E. Tsybal, *J. Magn. Magn. Mater.* **130**, L6 (1994).
55. U. Jacob, J. Vancea, and H. Hoffmann, *Phys. Rev.* **B41**, 11852 (1990).
56. Z. Tešanović, M.V. Jarić, and S. Maekawa, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2760 (1986); N. Trivedi and N.W. Ashcroft, *Phys. Rev.* **B38**, 12298 (1988); G. Fishman and D. Calecki, *Phys. Rev.* **B43**, 11581 (1991); A.E. Meyerovich and I.V. Ponomarev, *Phys. Rev.* **B65**, 155413 (2002).
57. A.E. Meyerovich and I.V. Ponomarev, *Phys. Rev.* **B67**, 165411 (2003).
58. J.C. Slonczewski, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3172 (1991); *J. Appl. Phys.* **73**, 5957 (1993); S. Demokritov, E. Tsybal, P. Grünberg, W. Zinn, and I.K. Schuller, *Phys. Rev.* **B49**, 720 (1994).
59. C.H. Marrows, R. Loloee, and B.J. Hickey, *J. Magn. Magn. Mater.* **184**, 137 (1998).
60. Y. Saito, K. Inomata, A. Goto, and H. Yasuoka, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 466 (1993); *J. Phys. Soc. Jpn.* **62**, 1450 (1993); C. Blaas, L. Szunyogh, C. Weinberger, C. Sommers, P.M. Levy, and J. Shi, *Phys. Rev.* **B65**, 134427 (2003).
61. V.V. Ustinov, N.G. Bebenin, L.N. Romashev, V.I. Minin, M.A. Milyaev, A.R. Del, and A.V. Semerikov, *Phys. Rev.* **B54**, 15958 (1996).
62. V.V. Kostyuchenko and A.K. Zvezdin, *J. Magn. Magn. Mater.* **176**, 155 (1997); *Phys. Rev.* **B57**, 5951 (1998).

Short-period oscillations of resistance and magnetoresistance in Co/Cu (111) superlattices on mica

V.V. Zorchenko, A.N. Stetsenko,
A.G. Anders, and K.V. Kutko

It is found that the $[\text{Co}(8 \text{ \AA})/\text{Cu}(d_{\text{Cu}})(111)]_{20}$ sublattices prepared by dc magnetron sputtering display oscillation of both the resistivity at saturation, ρ_s , and the magnetoresistance ratio $\Delta R/R_s$, as a function of copper layer thickness ($d_{\text{Cu}} = 6\text{--}40 \text{ \AA}$) in magnetic fields up to $H = 15 \text{ kOe}$ directed along or perpendicular to the Cu layers. The ρ_s and $\Delta R/R_s$ extrema were observed for $d_{\text{Cu}} = nd_{(111)}$, where n is the integer or half-integer, $d_{(111)} = 2.087 \text{ \AA}$ is the distance between (111) Cu planes, and the intervals between neighboring maxima and minima are equal to 1, 1.5, 2, 2.5, and $3d_{(111)}$. The deviation of magnetic field from the layer plane gave rise to an additional maximum in the dependence of resistance on magnetic field, which is due to the peculiarities of layers magnetization in the superlattices. The ρ_s and $\Delta R/R_s$ oscillations were accompanied by synchronous oscillations of the magnetic anisotropy constant. The analysis of data and the theoretical calculations of orientation for layer magnetic moments on application of perpendicular to the layer magnetic field permit the observed effects to be accounted for by nonmonotonic changes of the interfaces roughness with increasing d_{Cu} , which cause the oscillations of bilinear and biquadratic exchange coupling of the Co layers.