

Анизотропия магнитосопротивления в *ab*-плоскости монокристаллов NdCeCuO

А.И. Пономарёв, Л.Д. Сабирзянова, К.С. Сазонова

Институт Физики Металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, Россия

А.С. Москвин, Ю.Д. Панов

Уральский Государственный Университет, 620083, Екатеринбург, Россия

А.А. Иванов

Московский Инженерно-Физический Институт, 115410, Москва, Россия

При гелиевых температурах обнаружена угловая анизотропия магнитосопротивления в *ab*-плоскости монокристаллических плёнок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ($x=0.12$), когда внешнее магнитное поле лежит в плоскости *ab*. При понижении температуры от 4.2 К до 1.4 К величина эффекта возрастает более, чем в 10 раз. При $T < 1.5$ К обнаружено необычное возвратное поведение сопротивления с ростом магнитного поля ($I \parallel B \parallel ab$), которое можно связать с магнитным упорядочением в подсистеме Nd. Предложена микроскопическая модель [1], которая позволяет объяснить температурную и угловую зависимости анизотропной части магнитосопротивления.

О наблюдении угловой анизотропии магнитосопротивления (МС) при низких температурах сообщалось в неделегированных монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($x=0.30; 0.32$) [2], $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($x=0.25$) [3], $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [4]. Когда магнитное поле приложено вдоль CuO_2 (*ab*) плоскости, МС при низких температурах обнаруживает угловую ($\propto \cos 2\phi$) и температурную ($\propto 1/T$) зависимости (ϕ - угол между током в образце и магнитным полем). Упомянутые системы являются дырочно допированными купратами.

Здесь мы сообщаем об исследовании анизотропии МС в неделегированных монокристаллах $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ($x=0.12$), когда магнитное поле лежит в плоскости CuO_2 .

Эпитаксиальные монокристаллические плёнки $\text{Nd}_{1.88}\text{Ce}_{0.12}\text{CuO}_{4+\delta}$ толщиной 250 нм получены методом импульсного лазерного напыления на монокристаллическую подложку SrTiO_3 с ориентацией [110]. В полученных таким образом плёнках плоскость CuO_2 совпадала с поверхностью подложки [5].

Чтобы получить зависимость анизотропии МС от угла между направлением тока *I* в образце и внешнего магнитного поля *B*, образец вращался вокруг *c*-оси в пределах $0 \div 270$ градусов..

При $T=4.2$ К обнаружена угловая анизотропия МС $\Delta\rho_{ab}/\rho_{ab} \equiv [\rho_{ab}(H, \phi \neq 0) - \rho_{ab}(H, \phi = 0)] / \rho_{ab}(H, \phi = 0)$ в *ab*-плоскости плёнок $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ ($x=0.12$) во внешнем магнитном поле. МС испытывает *max* и *min*, чередующиеся через 45° , образуя 4-х лепестковую розетку. При понижении температуры от 4.2 К до 1.4 К величина эффекта возрастает на порядок (рис.1).

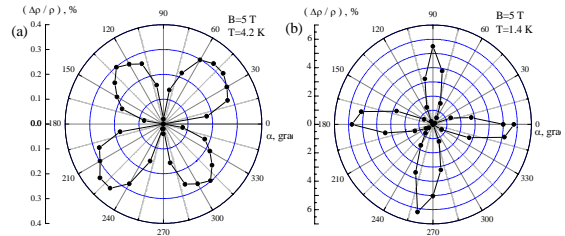


Рис.1. Анизотропия МС в *ab*-плоскости монокристаллической плёнки $\text{Nd}_{1.88}\text{Ce}_{0.12}\text{CuO}_{4+\delta}$ в магнитном поле $B = 5$ Т при $T = 4.2$ К (а) и $T = 1.4$ К (б).

При температуре $T = 1.4$ К исследована зависимость анизотропии МС от внешнего магнитного поля. С ростом магнитного поля наблюдается (см. рис. 2) :

- 1) уширение максимумов МС в интервале полей от 1.5 Т до 3.5 Т,
- 2) расщепление максимумов МС и резкое уменьшение величины анизотропии в очень узком интервале магнитных полей (вблизи $B = 4$ Т),
- 3) поворот на угол 45 градусов 4-х лепестковой розетки МС с ростом магнитного поля от 1.5 Т до 5.5 Т.

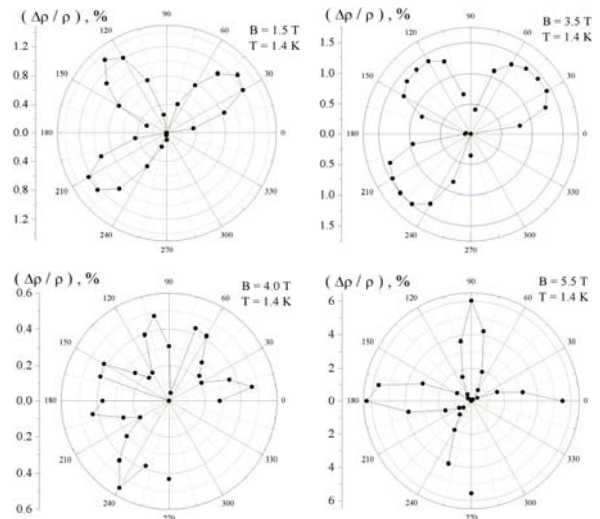


Рис.2. Зависимость анизотропии МС от внешнего магнитного поля $B = 1.5$ Т, 3.5 Т, 4.0 Т, 5.5 Т в *ab*-плоскости монокристаллической плёнки $\text{Nd}_{1.88}\text{Ce}_{0.12}\text{CuO}_{4+d}$ при $T = 1.4$ К.

Исследована зависимость МС от магнитного поля, параллельного току в образце ($I \parallel B \parallel ab$). При $T = 4.2$ К зависимость $\rho_{ab}(B)$ такая же, как в системах 123 и 214, но при температуре ниже 1.5 К - антиферромагнитного упорядочения Nd [6], наблюдается "возвратный" эффект, когда МС сначала уменьшается до минимума при $B = 3.5$ Т, а затем растёт и достигает первоначальной величины в поле $B = 5$ Т.

В рамках микроскопической модели [1] наблюдаемые эффекты описываются особенностями поведения дырок в $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$, что находит поддержку в двухзонной модели явлений переноса в этом материале [7].

В работах [1] была развита микроскопическая модель анизотропии внутрислоистного МС в дырочно-допированных купратах. В рамках этой модели предполагается псевдовыврождение в основном состоянии двухдырочной конфигурации в CuO_4 кластере термов $^1A_{1g}$ и 1E_u . Основной вклад в анизотропию МС вносит термоактивированный перенос дырок по $O2p_{x,y}$ состояниям CuO_2 плоскости. Магнитное поле приводит к спин-индуцированной орбитальной поляризации состояний двухдырочного триплетного 3E_u терма, смешиванию e_u - и e_u -зон и перенормировке эффективной массы. В результате, для внутрислоистой проводимости, измеряемой под углом θ к $[100]$, получено выражение:

$$\sigma(\theta) = \left(\cosh \frac{\Delta(\phi)}{kT} - \cos 2\theta \frac{a \cos 2\phi}{\Delta(\phi)} \sinh \frac{\Delta(\phi)}{kT} \right) \sigma_{ab}(T),$$

где $\Delta(\phi) = \sqrt{a^2 \cos^2 2\phi + b^2 \sin^2 2\phi}$, a и b - параметры спиновой анизотропии, угол ϕ определяет направление эффективного магнитного поля - суммы обменного и внешнего поля: $\mathbf{h} = \mathbf{h}_{ex}(\mathbf{h}) + \mathbf{h}$, $\sigma_{ab}(T)$ - изотропная в плоскости функция активационного типа. Эта зависимость правильно отражает температурную и угловую зависимость для анизотропной части внутрислоистного МС в дырочно-допированных купратах: $\Delta\rho_{ab} / \rho_{ab} \propto \cos 2\phi / T$ при $\Delta/kT \ll 1$, и позволяет оценить величину параметра спиновой анизотропии $|a| \approx 0.1$ К [1].

Для объяснения особенностей МС в $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ необходим детальный учет реальной магнитной структуры этого соединения и ее эволюции во внешнем магнитном поле при низких температурах. По аналогии с родительским составом Nd_2CuO_4 [8] следует ожидать реализации в Се-замещенной системе двух типов неколлинеарной антиферромагнитной структуры, в которых векторы антиферромагнетизма в соседних CuO_2 слоях ортогональны и направлены вдоль $[100]$ и $[010]$, а также спин-переориентационных (СП) переходов между ними. Однако разбавление Nd-подрешетки может привести к существенному сдвигу СП переходов, наблюдаемых в исходной

системе при 80 и 30 К, в область низких температур, а также изменению критических полей спин-флопа. Действительно, наблюдаемая симметрия анизотропии МС типа $\cos^2 2\phi$, свидетельствует о компенсации вкладов во второе слагаемое в $\sigma(\theta)$, что типично для магнитных структур в полях ниже критического поля спин-флопа. Другими словами, эти поля в нашем случае превышают величину 5.5 Т. Эффект уширения и расщепления угловых максимумов МС свидетельствует о появлении двух энергетически эквивалентных ориентаций векторов антиферромагнетизма симметричных относительно направления внешнего поля, что следует ожидать в угловой фазе спонтанного спин-переориентационного перехода.

Работа выполнена при поддержке Госконтракта 40.012..1.1.11.46 (12/04), РФФИ-Урал грант 04-02-96084, РФФИ грант 02-02-16942, INTAS grant 01-0654, CRDF grant REC-005.

1. А. С. Москвин, Ю. Д. Панов, ФТТ 44, 1819 (2002); Solid State Commun. 122, 253 (2002).
2. Y. Ando, A.N. Lavrov, K. Segawa, Phys. Rev. Lett., 83, 2813,(1999).
3. E. Cimpoiasu, V. Sandu, C. C. Almasan et al., Phys. Rev. B65, 144505 (2002).
4. Y. Ando, A. N. Lavrov, and S. Komiyama, Phys. Rev. Lett., 90, 247003-1 (2003).
5. A. A. Ivanov, S. G. Galkin, A. V. Kuznetsov et al., Physica C 180, 69 (1991).
6. J.W. Lynn, I.W. Sumarlin, S. Skanthakumar et al., Phys. Rev. B41, 2569 (1990).
7. Z.Z. Wang, T.R. Chien, N.R. Ong et al., Phys. Rev. B43, 3020 (1991).
8. Ravi Sachidanandam, T. Yildirim, A. B. Harris et al., Phys. Rev. B56, 260 (1997).