

Явления переноса в ферромагнитных монокристаллах $\text{La}_{1-x}(\text{Sr,Ba})_x\text{MnO}_3$

Бибенин Н.Г., Зайнуллина Р.И., Устинов В.В., Муковский Я.М.



Показано, что зонная структура и механизмы проводимости в монокристаллах мanganитов $\text{La}_{1-x}(\text{Sr,Ba})_x\text{MnO}_3$, обладающих колоссальным магнитосопротивлением (КМС), существенно отличаются. Установлено, что КМС-эффект не обусловлен переходом металл-полупроводник.

Ферромагнитные мanganиты лантана $\text{La}_{1-x}\text{D}_x\text{MnO}_3$ обладают очень большим ("колоссальным") магнитосопротивлением вблизи температуры Кюри T_C . Зачастую предполагается, что зонная структура, равно как и природа КМС-эффекта, во всех мanganитах одинаковы, причем указанный эффект связан с переходом металл-полупроводник, который происходит в окрестности T_C . Ниже рассматривается обоснованность этих предположений.

Измерения магнитных свойств и кинетических эффектов производились на монокристаллических образцах, выращенных методом плавающей зоны. На *рис.1* показана температурная зависимость сопротивления ρ исследованных кристаллов. Легко видеть, что сопротивление $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{MnO}_3$ выше, чем сопротивление $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ с аналогичным уровнем легирования. Критическая концентрация x_c , при которой в низкотемпературной области происходит концентрационный переход металл – полупроводник, в La-Ba системе близка к 0.22, а в La-Sr ман-

ганитах, как известно, x_c близка к 0.17. Указанные различия появляются, по-видимому, из-за того, что ионные радиусы La и Ba сильно отличаются, в то время как радиусы La и Sr близки, в результате чего немагнитный беспорядок в La-Ba мanganитах оказывается более сильным.

Как правило, данных о температурной зависимости сопротивления недостаточно для того, чтобы сделать выводы о механизмах проводимости. Существенную информацию о природе носителей тока можно получить из данных о температурной зависимости эффекта Холла. В ферромагнетиках нормальный, R_0 , и аномальный (спонтанный), R_s , коэффициенты Холла определяются выражением: $\rho_H = R_0 B + R_s M$, где ρ_H – холловское сопротивление, B – магнитная индукция, M – намагниченность. Заметим, что в мanganитах нахождение R_0 и R_s может представлять определенные трудности. Если нормальный коэффициент Холла известен, полезно вычислить холловскую подвижность $\mu_H = R_0 / \rho$. Температурная зависимость μ_H для исследованных монокристаллов показана на *рис.2* для кристаллов с $x < x_c$ и на *рис.3* для кристаллов с $x > x_c$. Анализ данных, представленных на рисунках 1-3, позволяет сделать следующие выводы.

В ферромагнитной области при $T \ll T_C$ в $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ ($T_C=232\text{K}$) и $\text{La}_{0.85}\text{Ba}_{0.15}\text{MnO}_3$ ($T_C=214\text{K}$) доминирует прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка. При приближении к T_C знак μ_H в $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.80}\text{Ba}_{0.20}\text{MnO}_3$ ($T_C=252\text{K}$) становится положительным, что свидетельствует о появлении дырок, активированных на край подвижности.

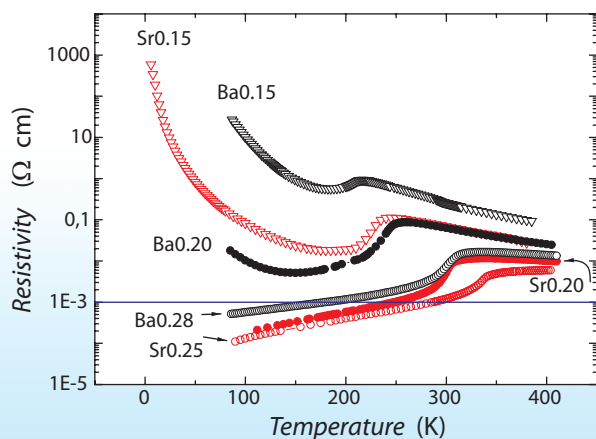


Рис. 1

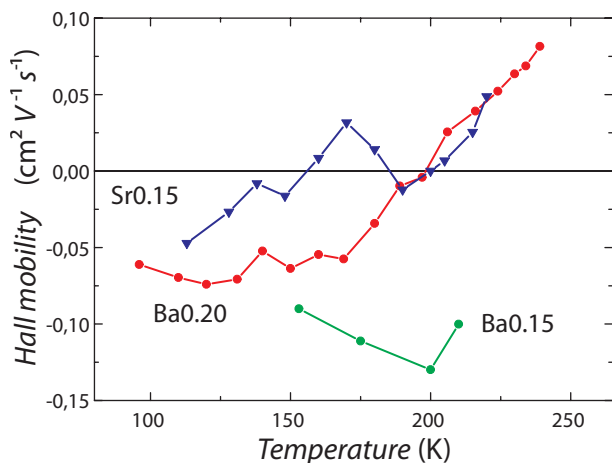


Рис. 2

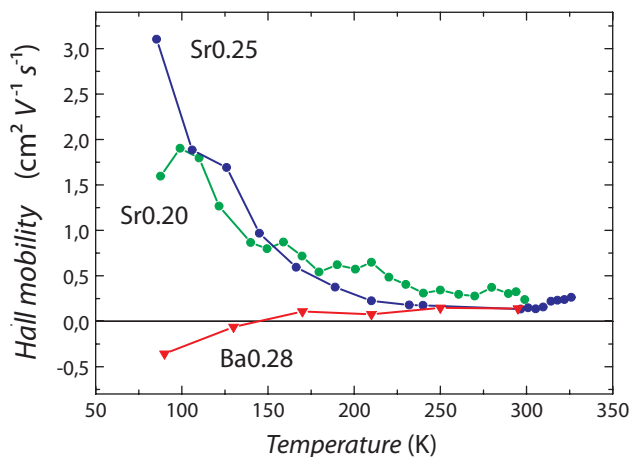


Рис. 3

В низкотемпературной области холловская подвижность в $\text{La}_{0.80}\text{Sr}_{0.20}\text{MnO}_3$ ($T_C=308\text{K}$) и $\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{MnO}_3$ ($T_C=341\text{K}$) положительна и убывает с температурой, что указывает на дырочную проводимость металлического типа. В $\text{La}_{0.72}\text{Ba}_{0.28}\text{MnO}_3$ ($T_C=310\text{K}$), однако, μ_H отрицательна при $T < 140\text{K}$, что указывает на преобладающий вклад электронов в этой температурной области. Следовательно, зонная структура КМС манганитов существенно зависит от типа двухвалентного иона.

Выше примерно 200K и до точки Кюри во всех кристаллах с $x > x_c$ подвижность практически не зависит от температуры и по порядку величины 0.1 – 0.3 $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{c})$. Это означает, что при указанных температурах проводимость определяется дырками, активированными на край под-

вижности, а переход металл – полупроводник происходит существенно ниже температуры Кюри и не имеет отношения к КМС эффекту.

Отметим, что оценки, основанные на модели свободных электронов, показывают, что в манганитах с металлическим типом проводимости длина свободного пробега становится сравнимой с межатомным расстоянием при сопротивлении порядка $10^{-3}\text{Om}\cdot\text{cm}$ (синяя линия на рис.1). Полученная таким образом граница между металлической и полупроводниковой фазой хорошо согласуется с нашими данными по эффекту Холла.

Итак, вблизи T_C , где наблюдается КМС-эффект, все исследованные кристаллы находятся в полупроводниковом состоянии. На рис.4 показана зависимость логарифма сопротивления La-Sr кристаллов от $m^2 = (M/M_s)^2$, где M_s - намагниченность при $T=0$. Для La-Ba манганитов $\ln\rho$ зависит от m^2 аналогичным образом. Легко видеть, что если намагниченность не слишком велика, $\ln\rho$ с хорошей точностью является линейной функцией m^2 ; иными словами, сопротивление описывается выражением $\rho = \rho_0 \exp[(E_0 - E_1 m^2)/(k_B T)]$. Величины E_0 и E_1 слабо зависят от температуры и обнаруживают критическое поведение вблизи температуры Кюри.

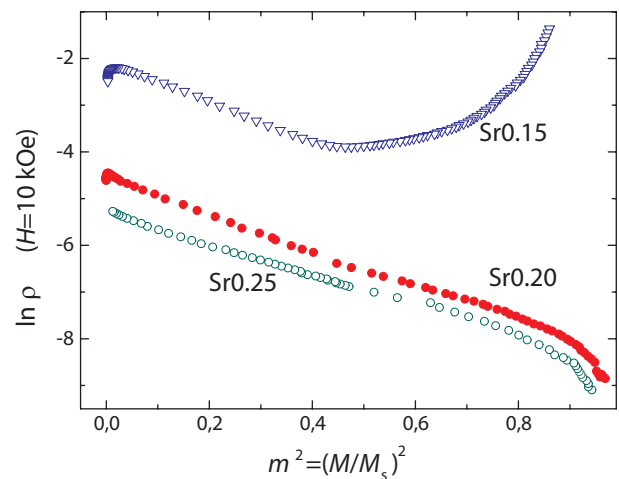


Рис. 4

Более подробно с представленными результатами и выводами можно ознакомиться в публикациях [1-4].

¹ N.G. Bebenin, R.I. Zainullina, V.V. Mashkautsan, V.V. Ustinov Ya.M. Mukovskii., Phys. Rev. B 69 (2004) 104434

² N.G. Bebenin, R.I. Zainullina, N.S. Chusheva, V.V. Ustinov, Ya.M. Mukovskii., J. Phys.: Condens. Matter 17 (2005) 5433

³ N.G. Bebenin, R.I. Zainullina, N.S. Chusheva, V.V. Ustinov, Ya.M. Mukovskii., JMMM 300 (2006) e111.

⁴ Н.Г.Бегенин, Р.И.Зайнуллина, Н.С.Чушева, Л.В.Елохина, В.В.Устинов, Я.М.Муковский, ФММ, в печати