

XV Школа - конференция молодых ученых  
"Проблемы физики твердого тела и высоких давлений"  
г. Сочи, пансионат "Буревестник" 16-26 сентября 2016г.

# РАЗДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ ПРОВОДИМОСТИ В МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МАНГАНИТОВ ЛАНТАНА

С.А. Гудин, М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев,  
Н.Н. Солин, Н.Н. Гапонцева, Н.А. Угрюмова

*Институт физики металлов УрО РАН*

*г. Екатеринбург*



- *«...приходящие слушать наши мысли в начале и конце года и возвращающиеся назад, могут начальствовать войском; состояние же тех, которые сидят в своей юрте и не слышат мысли, походит на камень, попавший в большую воду или на стрелу, пущенную в тростниковое место: они исчезают.»*

*Чингисхан (Темуджин)*

*Рашид-ад-Дин, “Билик” (сборник изречений Чингисхана)*

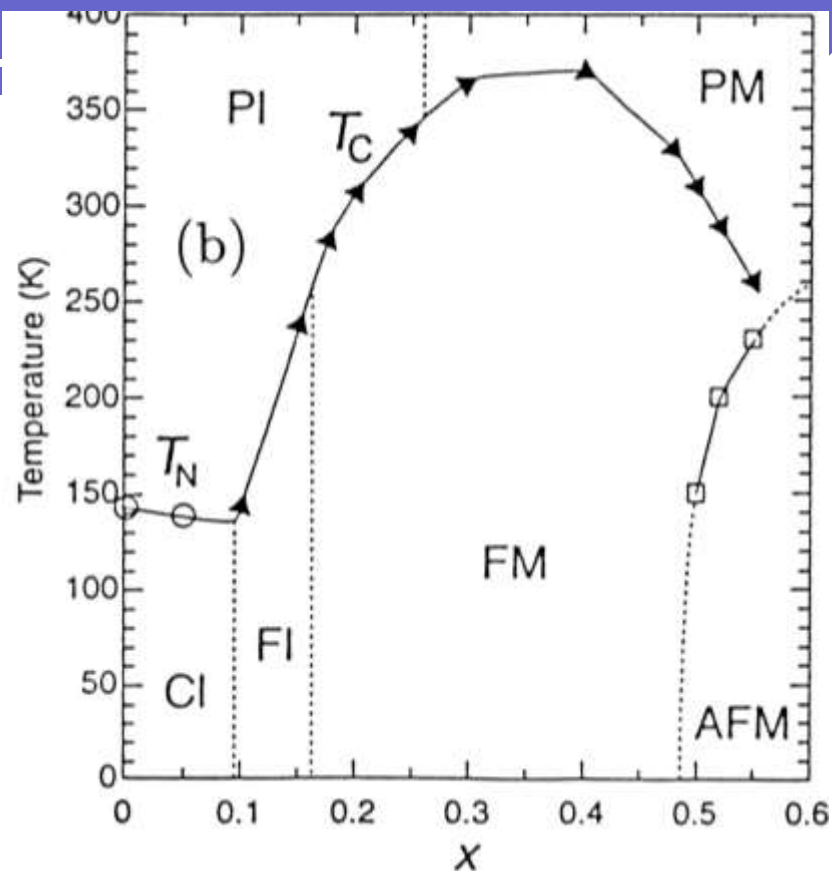
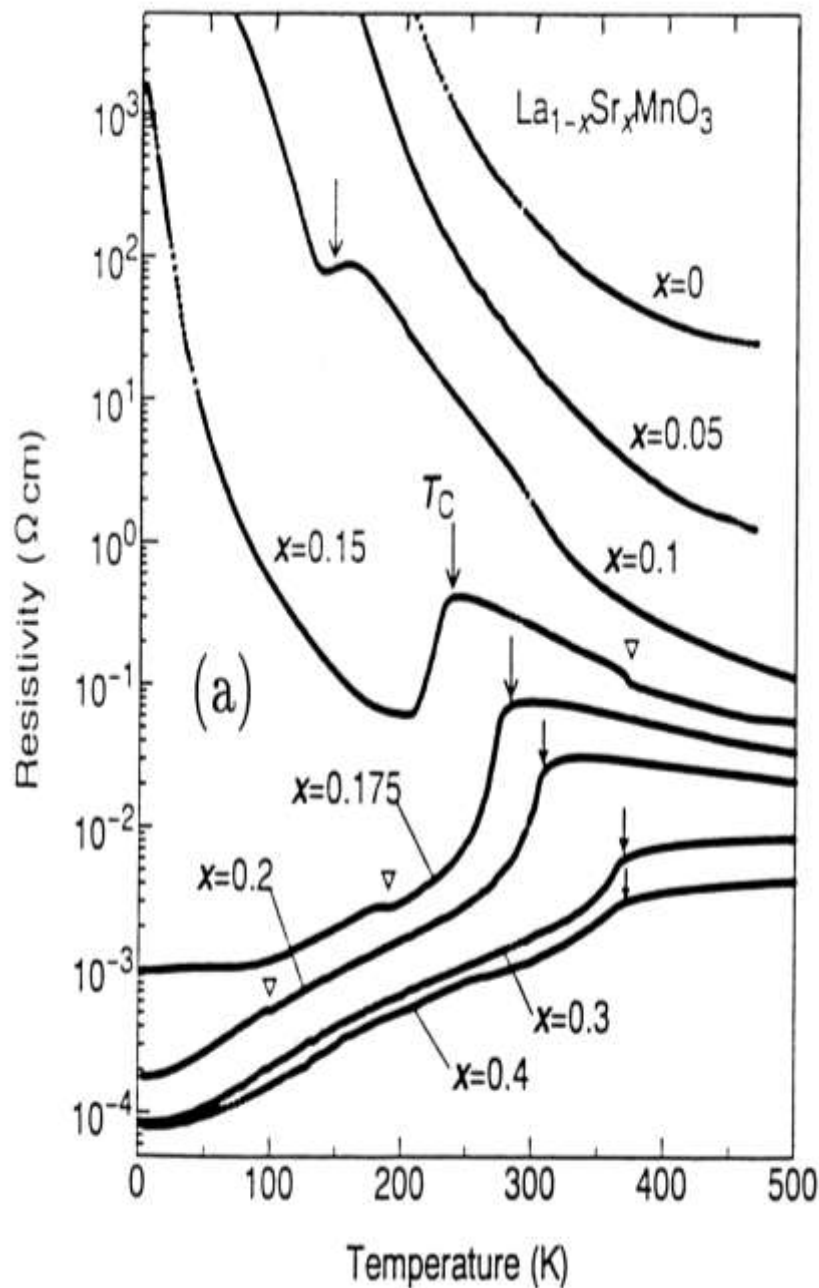
**Институт физики высоких давлений РАН** проводит  
X Юбилейную Конференцию молодых ученых  
«Проблемы физики твердого тела и высоких давлений».  
«Буревестник» 3-е отделение  
День приезда 19 сентября, день отъезда 28 сентября 2008г.

# Мотивация исследований

Уникальное свойство манганитов – магнитосопротивление (МС) является колоссальным (КМС):

$$\rho(H) \quad \Delta\rho / \rho = (\rho(0) - \rho(H)) / \rho(H) \approx 10^2 \div 10^4 \quad (1)$$

- электросопротивление в магнитном поле  $H$   
КМС наблюдается вблизи температуры Кюри  $T_c$ .



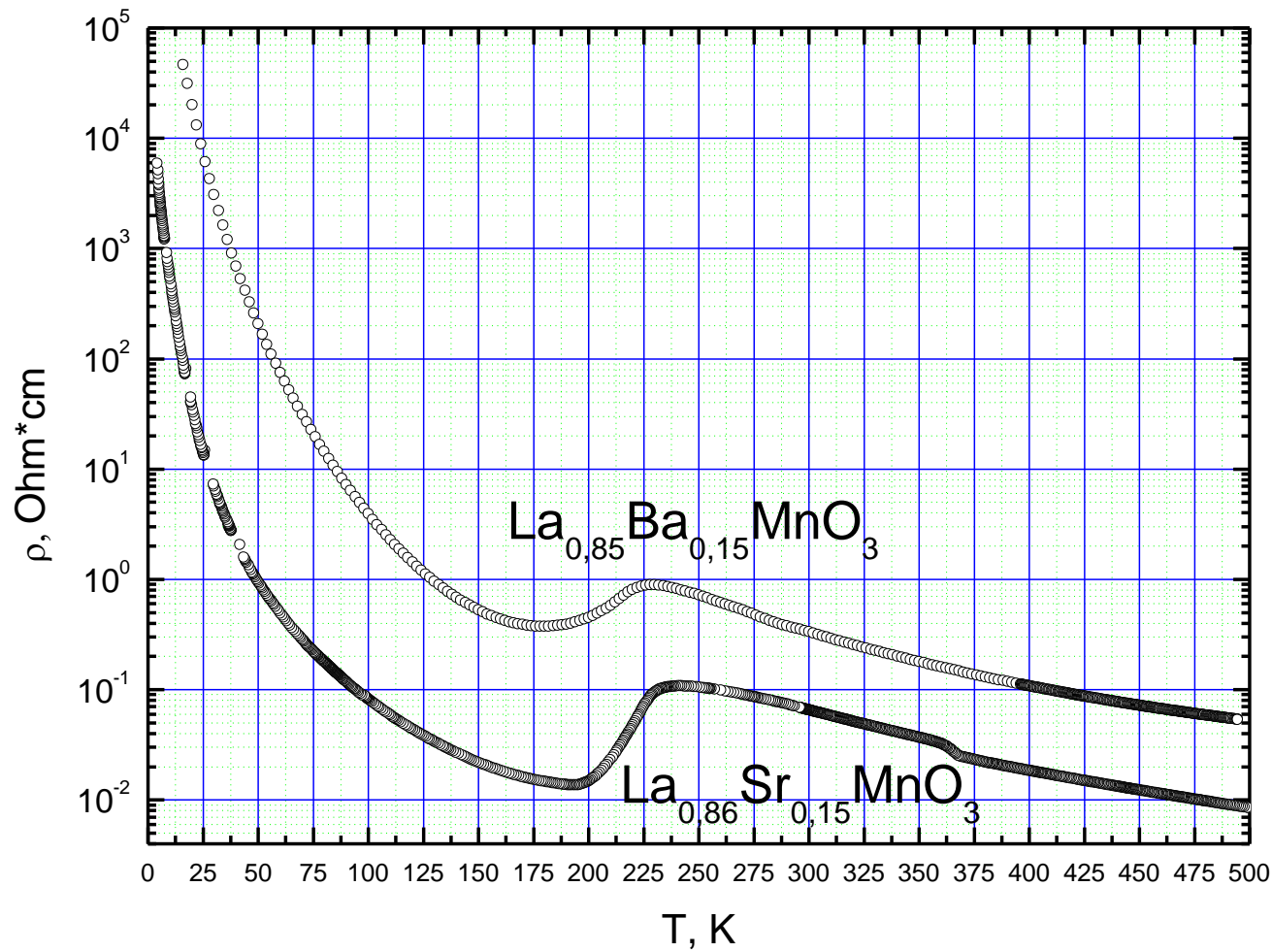
PM, PI, FM, FI, and CI, denote paramagnetic metal, paramagnetic insulator, FM metal, FM insulator, and spin-canted insulator states, respectively.

*A. Urushibara et al., Phys. Rev. B51, 14103 (1995).*

*See also Tokura et al., J.Phys. Soc. Jpn. 63, 3931 (1994).*

- Рассматриваем манганиты в которых отсутствует переход диэлектрик-металл в области температур фиксации эффекта КМС. Так как такой переход вносит в этих веществах основной вклад в изменение магнитосопротивления, затеняя другие механизмы, приводящие к КМС (магнитное поле влияет на температуру этого перехода). Магнитное поле величиной 100 кЭ энергетически соответствует нагреву системы на 13,4 К.

# Выбор составов манганита для исследований: $\text{La}_{0.85}\text{Ba}_{0.15}\text{MnO}_3$ ; $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ - магнитные полупроводники с активационным типом проводимости



В окрестности  $T_c$  наблюдается резкий пик сопротивления, который при приложении магнитного поля понижается и сдвигается в сторону более высоких температур.

# Электросопротивление носителей тока активационного типа:

$$\rho(T) = \rho(0) \exp(\Delta(T, H) / k_B T) \quad (2)$$

$\Delta$  - энергия активации носителей тока,  $k_B$  – константа Больцмана.

$$\rho(T, H) = \rho(0) \exp \left[ \left( \Delta_0 - 2\mu_B \left| H_e \frac{M(T, H)}{M_0} + H \right| \right) / k_B T \right] \quad (3)$$

$M(T, H)$ , - намагниченность, энергия активации носителей тока без учета спинового расщепления,

$\mu_B$  - магнетон Бора,

$H_e$  - эффективное поле обменного подмагничивания носителей тока,

$M_0$  – намагниченность насыщения при  $T=0$

*С.В. Вонсовский, Магнетизм, Наука, Москва (1971)*

# Магнитосопротивление в однородном веществе

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{(\rho(0) - \rho(H))}{\rho(H)}$$

$$\rho(T, H) = \rho(M(T, H), H) \quad (4)$$

$$M(T, H) = M(T) + \chi(T)H \quad (5)$$

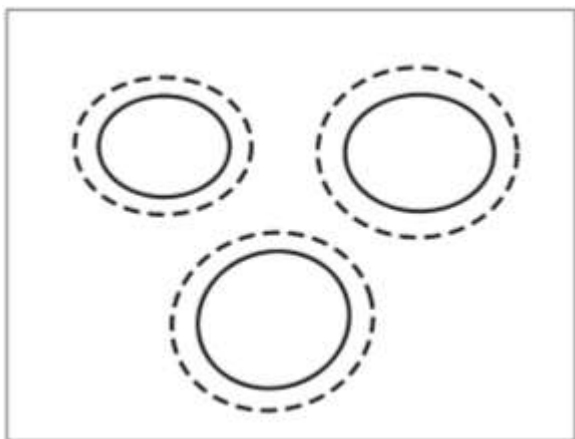
$$\chi(T) = C / (T - T_c) \quad (6) \text{ Особенность Кюри-Вейсса}$$

При  $T \approx T_c$  следует ожидать максимума «магнитного» механизма МС.

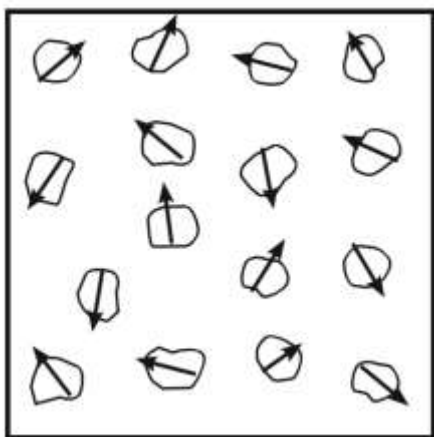
Задача: деление наблюдаемого МС на три составляющие от трех механизмов.



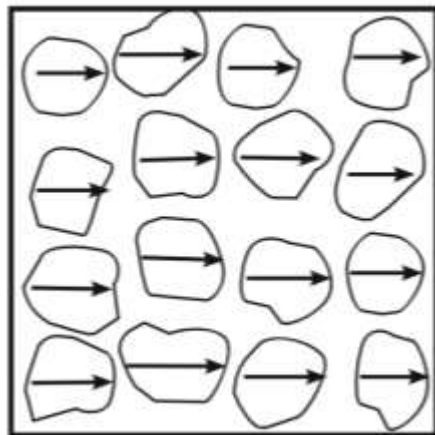
# Механизмы магнитосопротивления (МС), обусловленные фазовым расслоением



**«Размерный» механизм МС**  
сплошные линии –  $H=0$ ,  
пунктирные линии –  $H \neq 0$



$H = 0$



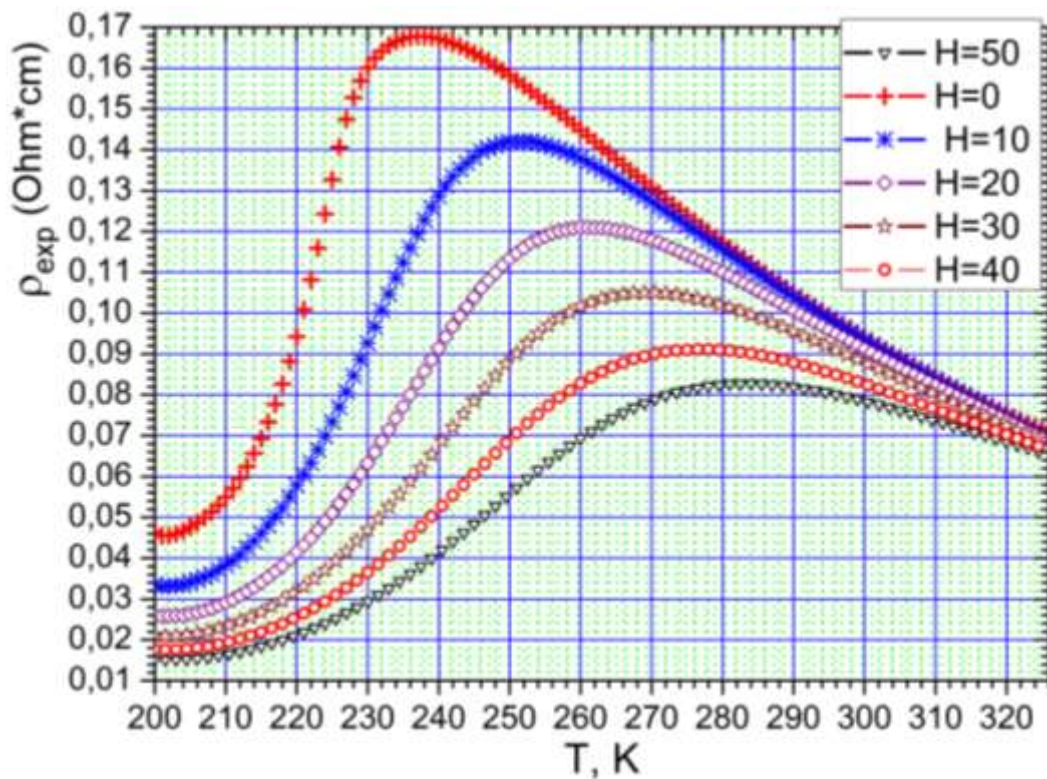
$H \geq H_{sat}$

**«Ориентационный»  
механизм МС**

$\Delta\rho/\rho \approx 1$

Основная цель этой работы – резистивные исследования манганита  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$  с целью оценки влияния различных механизмов на формирование МС: s-d механизма с учетом особенностей Кюри-Вейсса, механизма ГМС и шунтирования высокоомных объемов вещества низкоомными.

Для монокристаллического образца  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$  (образец - цилиндр,  $H$  – вдоль оси цилиндра, масса = 578,8 мГ) в магнитных полях были проведены измерения электросопротивления  $H=0, 10, 20, 30, 50$  кЭ в зависимости от температуры  $T$  от 200 до 310 К. Измерения проводились на установке PPMS-9 фирмы Quantum Design (USA).

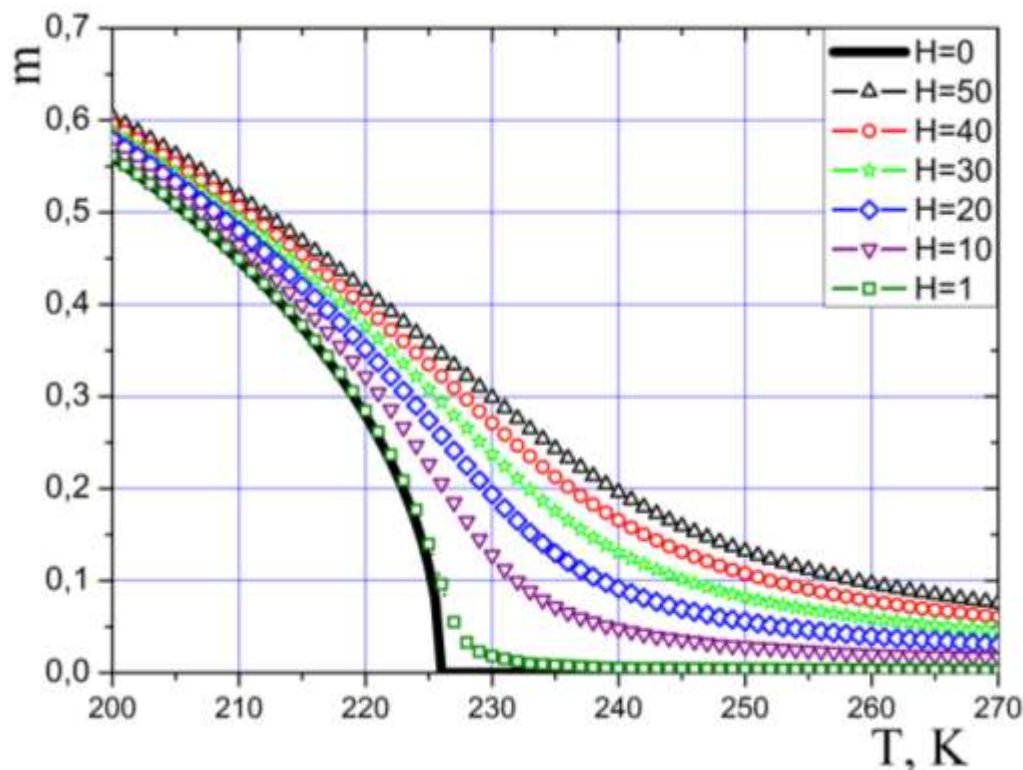


Анализ этих кривых удобно начать с выделения тех их частей, которые определяются s-d механизмом МС. Для этого были построены кривые сопротивлений по формуле (7).

Намагниченность  $m(T, H) = M(T, H) / M_0$  бралась из решения уравнения для  $M(T, H)$  в приближении молекулярного поля Вейсса [16]. Это уравнение имеет наиболее простой вид для атомного спина  $s = 1/2$  [16]:

$$m(T, H) = th \left\{ \frac{T_c m(T, H) + (\mu_B / k_B) H}{T} \right\}. \quad (7)$$

Расчетные зависимости  $m(T, H)$  для значений поля  $H = 0, 10 \text{ кОе}, 20 \text{ кОе}, 30 \text{ кОе}, 40 \text{ кОе}$  и  $50 \text{ кОе}$  при  $T_c = 226 \text{ К}$ .



$$\rho(T, H) = \rho_0 \exp \left[ \frac{T_0 - T_m \frac{M(T, H)}{M_0} - \frac{2\mu_B}{k_B} H}{T} \right] \quad (8)$$

$$T_0 = \Delta_0 / k_B = 975 \text{ К}; \quad T_M = \mu_B H_E / k_B = 445 \text{ К}; \quad \rho_0 = 0,0032 \text{ Ом}^* \text{ см}$$

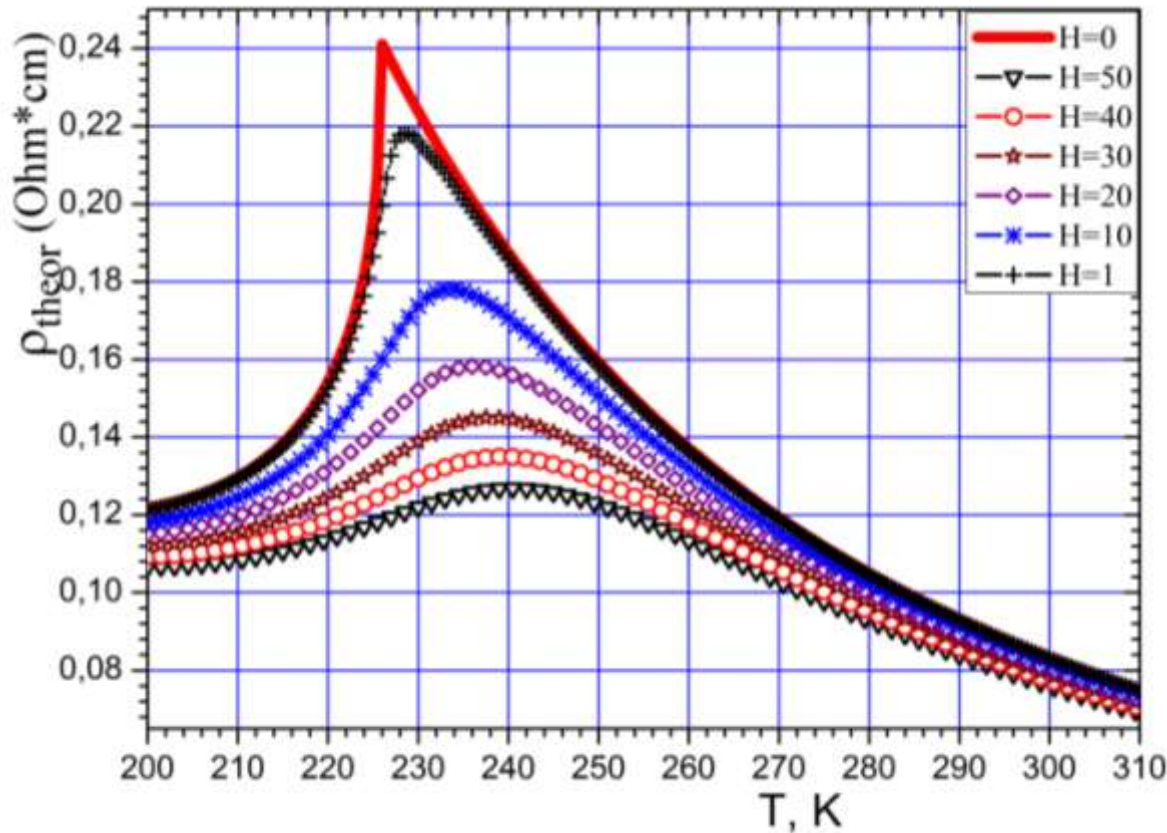
Параметр  $T_0$  определялся по участку кривой  $\rho(T, 0)$  в интервале температур  $260 \text{ К} < T < 360 \text{ К}$ , на котором  $M(T, 0) = 0$ .

Параметр  $T_M$  определялся из условия минимума функции  $\rho(T, 0)$  при  $T = T_{\min} = 200 \text{ К}$ .

$$T_M = T_0 \left[ m(T_{\min}) - \frac{2(T_c - T_{\min})}{T_{\min} \operatorname{sh}(2T_c m(T_{\min}) / T_{\min})} \right] \quad (9)$$

$$T_c = 226 \text{ К}.$$

**Расчетные кривые сопротивлений построенные по формуле (7) с использованием кривых  $m(T, H)$  и подгоночных параметров (17) для полей  $H=0, 1, 10, 20, 30, 40, 50$  кОе.**



Расчетные кривые качественно похожи на экспериментальные кривые. Однако имеются значительные количественные различия, которые мы связываем со структурными и магнитными неоднородностями.

## расширение понятия магнитосопротивления

Вместо анализа магнитосопротивления т.е. анализа изменения сопротивления в магнитном поле  $H$ , относительно сопротивления в нулевом магнитном поле,

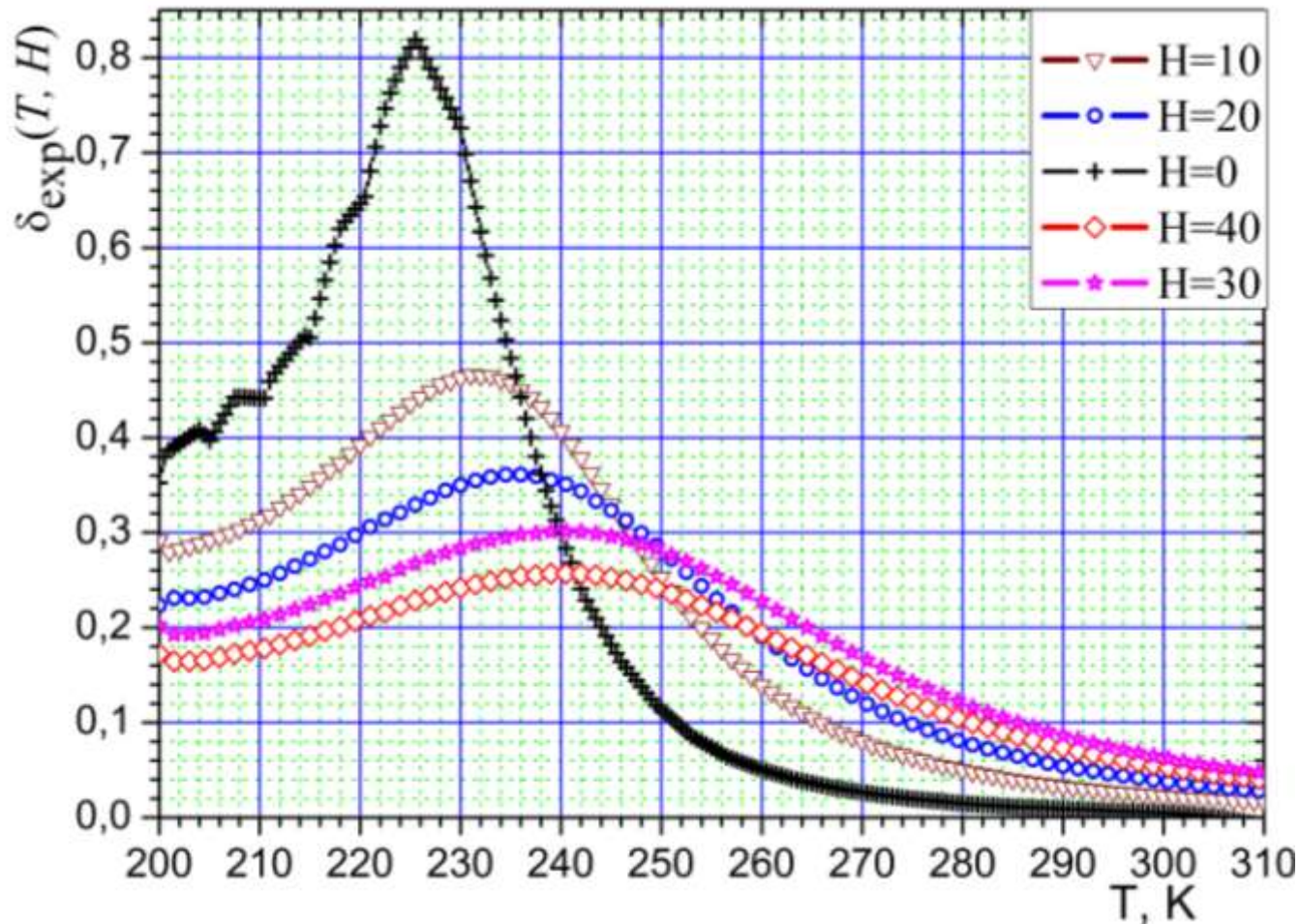
$$\delta(H) = \Delta\rho / \rho = \frac{|\rho(0) - \rho(H)|}{\rho(H)}$$

предложено проводить анализ изменения сопротивления в магнитном поле  $H$ , относительно сопротивления в магнитном поле  $H + \Delta H$

$$\delta(T, H) = \frac{\rho(T, H) - \rho(T, H + \Delta H)}{\rho(T, H + \Delta H)}, \quad \Delta H = H_{sat} = 10 \text{ кЭ}$$

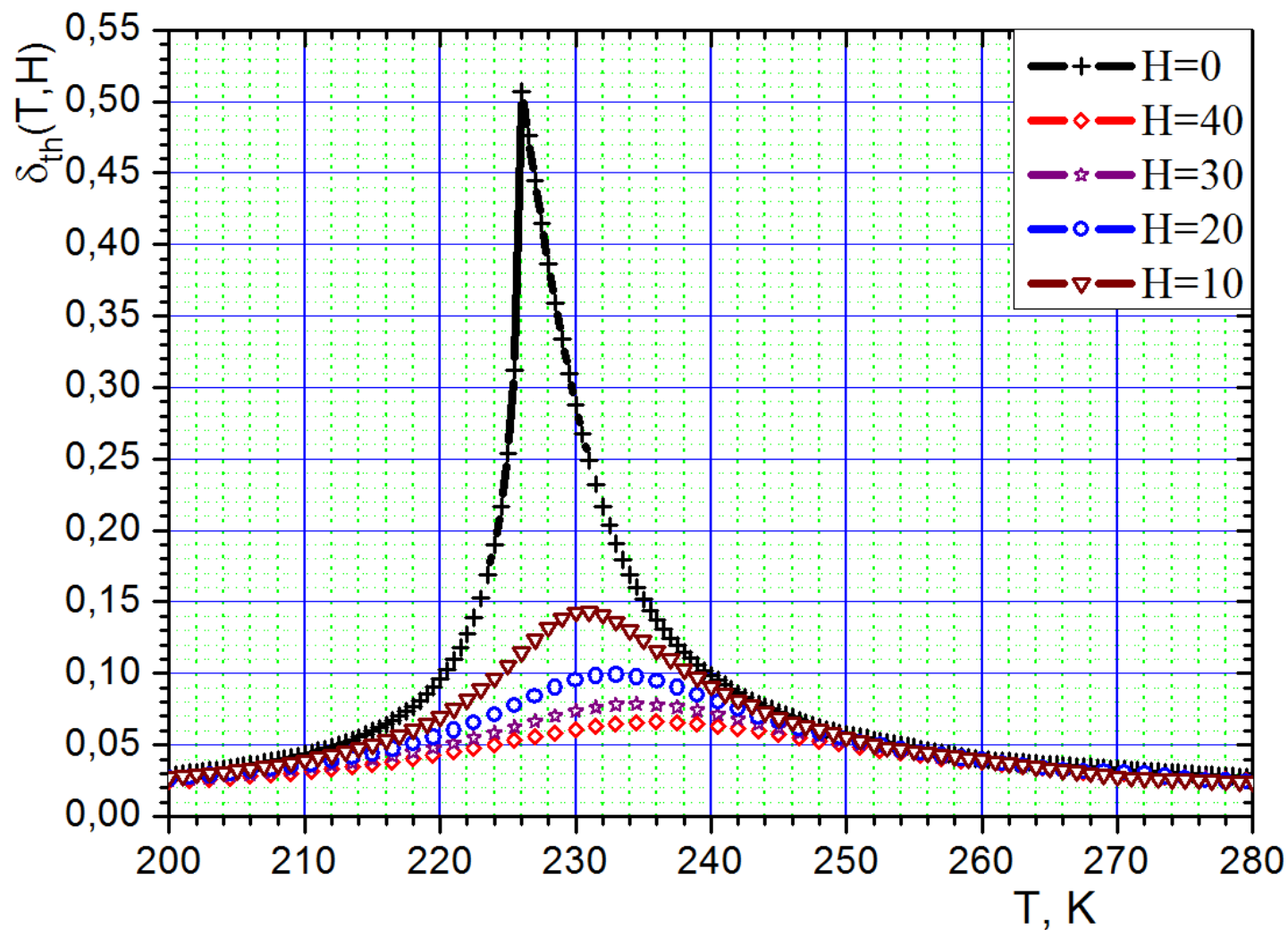
# Кривые для экспериментальной $\delta_{\text{exp}}(T, H)$

$$\delta(T, H) = \frac{\rho(T, H) - \rho(T, H + \Delta H)}{\rho(T, H + \Delta H)}, \quad \Delta H = 10 \text{ кЭ}$$





# Кривые для $\delta_{th}(T, H)$



$$\delta(T, H) = \delta_m(T, H) + \delta_r(T, H) + \delta_{or}(T, H) \quad (11)$$

$\delta_r(T_{\max}, H)$  – размерный,  $\delta_m(T_{\max}, H)$  – магнитный,

$\delta_{or}(T_{\max}, H)$  – ориентационный

при  $H > 10kOe$ : 1)  $\delta_r(T, H) = \delta(T, H) - \delta_m(T, H)$

при  $H < 10kOe$ :

2) определяем  $\delta_r(T_{\max}, 0)$

3) определяем  $\delta_{or}(T_{\max}, 0) = \delta(T_{\max}, 0) - \delta_r(T_{\max}, 0) - \delta_m(T_{\max}, 0)$

при  $H > 10kOe$ :

$$0.87 < \frac{\delta_r(T_{\max}, H)}{\delta_{\text{exp}}(T_{\max}, H)} < 0.91; \quad 0.13 > \frac{\delta_m(T_{\max}, H)}{\delta_{\text{exp}}(T_{\max}, H)} > 0.09. \quad (13)$$

при  $H < 10kOe$ :

$$0.46 < \frac{\delta_r(T_{\max}, H)}{\delta_{\text{exp}}(T_{\max}, H)} < 0.49; \quad 0.21 < \frac{\delta_m(T_{\max}, H)}{\delta_{\text{exp}}(T_{\max}, H)} < 0.31; \quad 0.33 > \frac{\delta_{or}(T_{\max}, H)}{\delta_{\text{exp}}(T_{\max}, H)} > 0.2. \quad (14)$$

**Предложен метод оценки эффективности следующих механизмов магнитосопротивления манганитов лантана:**

**механизма обменного подмагничивания спинов носителей тока спинами носителей магнитного момента (s-d механизм);**

**механизма шунтирования высокоомных областей вещества низкоомными, включая эффект протекания;**

**механизм возрастания электросопротивления ферромагнитных областей при разориентировании их магнитных моментов.**

М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев и др. ФТТ 53, 896 (2013).

М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев и др. ЖЭТФ 143, 948 (2013).

С.А. Гудин, Н.Н. Гапонцева, Э.А. Нейфельд и др. Изв. РАН. Сер. физ. 78, 1142 (2014).

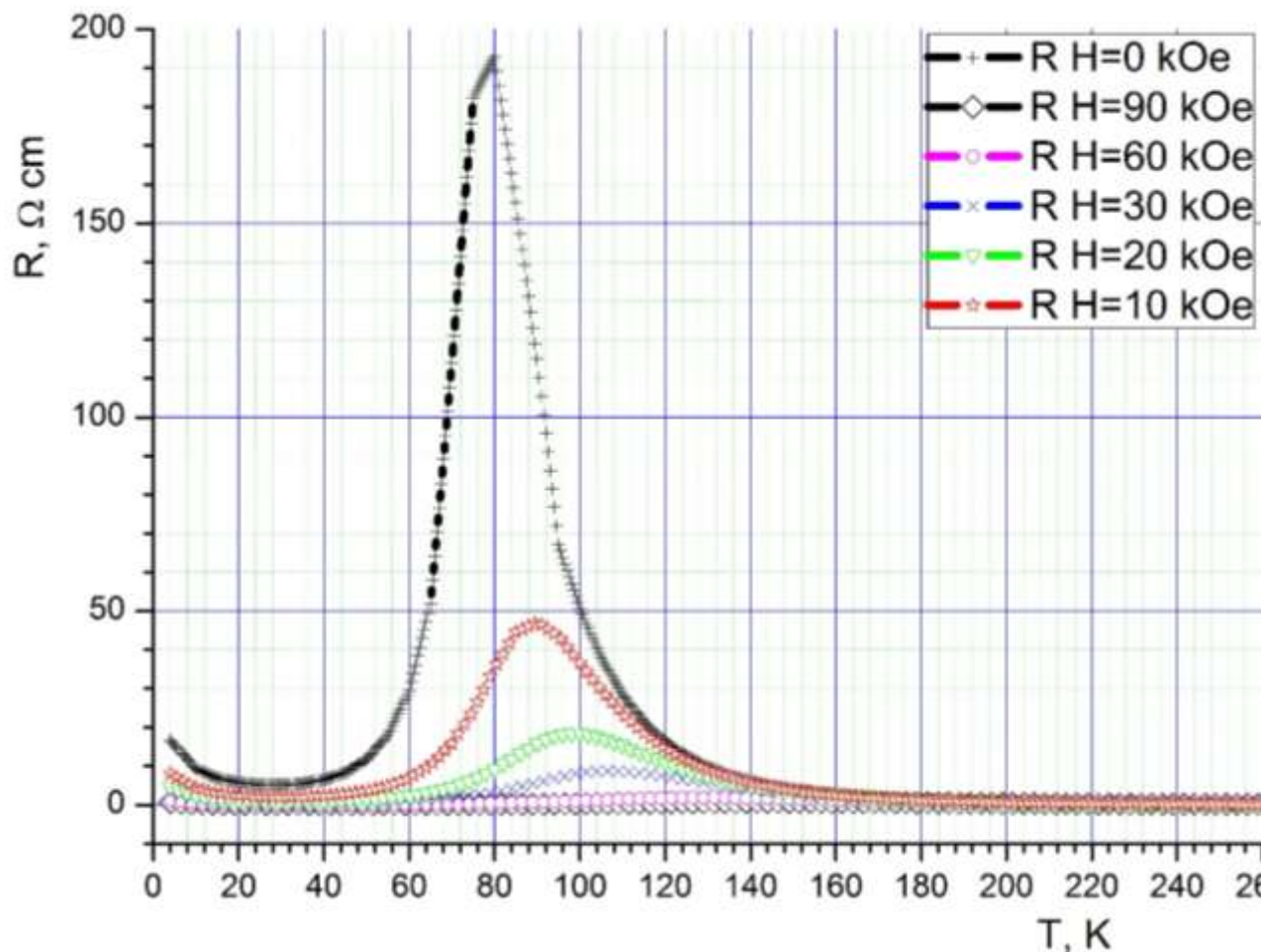
С.А. Гудин, М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд и др. ЖЭТФ 148 (5), 1005 (2015).

Дополнение *S.A. Gudin, M.I., Kurkin, N.I. Solin (not published)*

Предложенный метод может быть обобщен для анализа манганитов,  
в которых существует переход диэлектрик-металл.

Мы исследовали слоистый манганит  $\text{La}_{1,2}\text{Sr}_{1,8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  с переходом металл -  
диэлектрик .

электросопротивление  $\text{La}_{1,2}\text{Sr}_{1,8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  в зависимости от температуры  $T$  при значениях поля  $H$ : 0 кОе, 10 кОе, 20 кОе, 30кОе, 60 кОе, 90 кОе

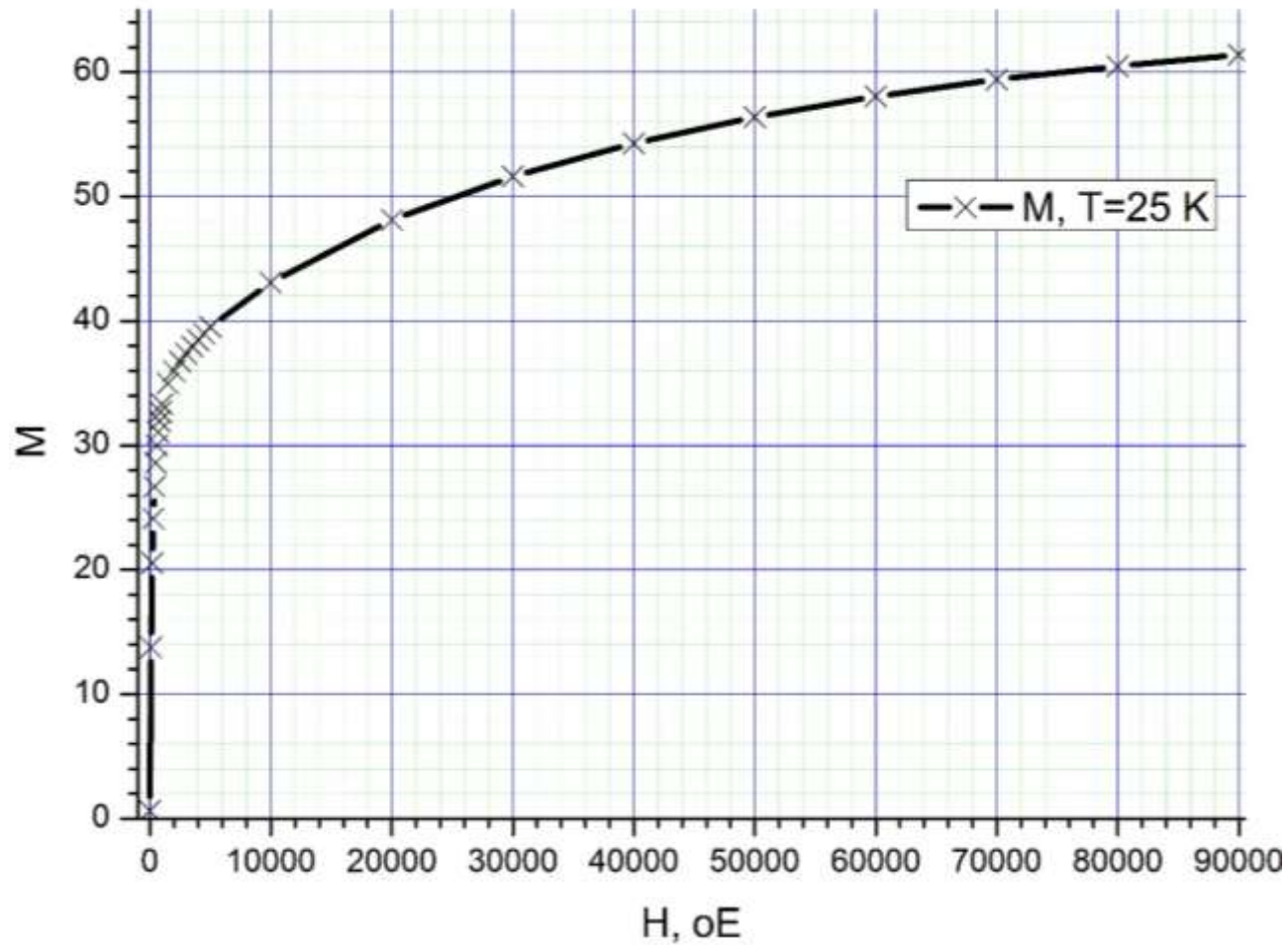


$T_C \approx 108 \text{ K}$

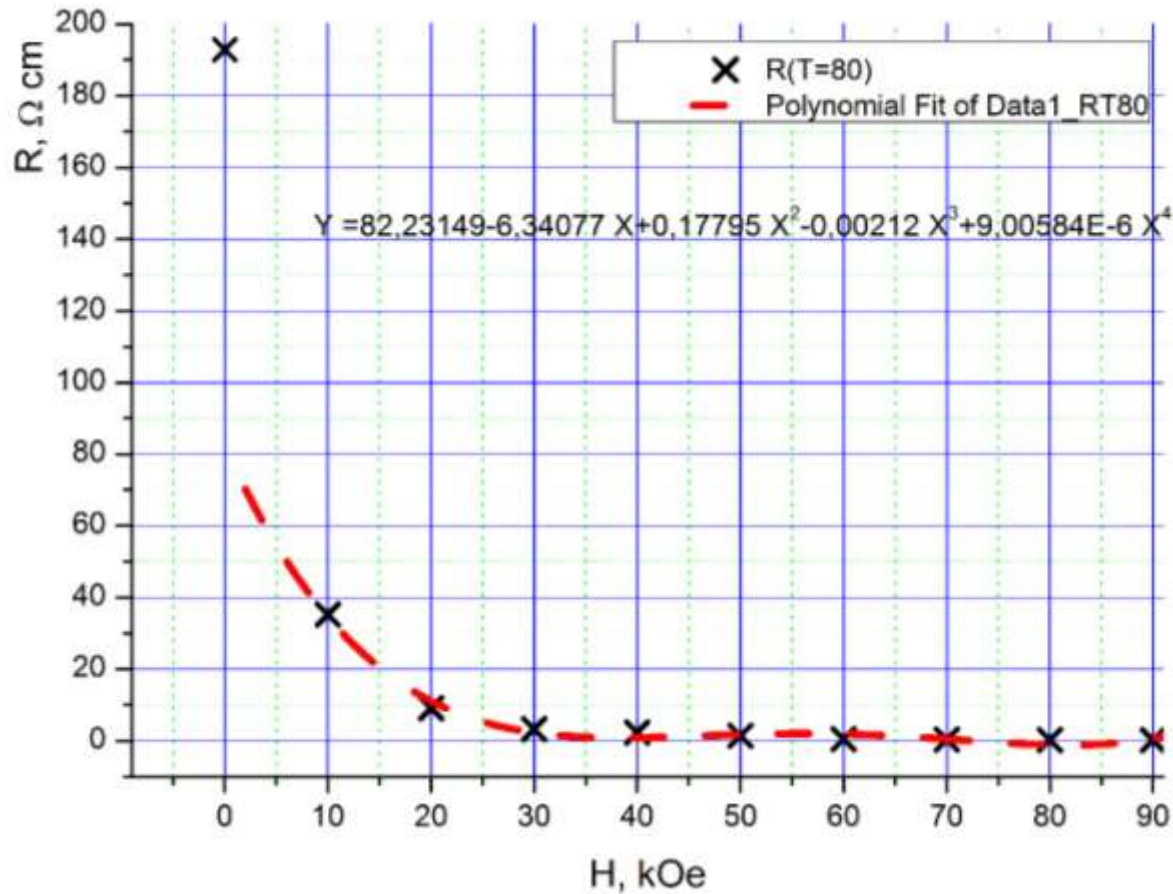
электросопротивление вблизи  $T_C$  уменьшается в магнитном поле более чем в  $10^3$  раз

кривая намагничивания манганита

$\text{La}_{1,2}\text{Sr}_{1,8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  при  $T=25\text{ K}$



Значения  $R(H)$  для  $\text{La}_{1,2}\text{Sr}_{1,8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  измеренные при температуре  $T=80$  К - точки на графике, сплошной линией представлена кривая, описывающая зависимость электросопротивления  $R$  от  $H$  при  $H \geq 10$  кОе.





Используя предложенный метод разделения вкладов в МС  $\text{La}_{1,2}\text{Sr}_{1,8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  от различных механизмов проводимости и считая, что «магнитный» механизм проводимости вносит несущественный вклад для  $T = 80 \text{ K}$  было получено:

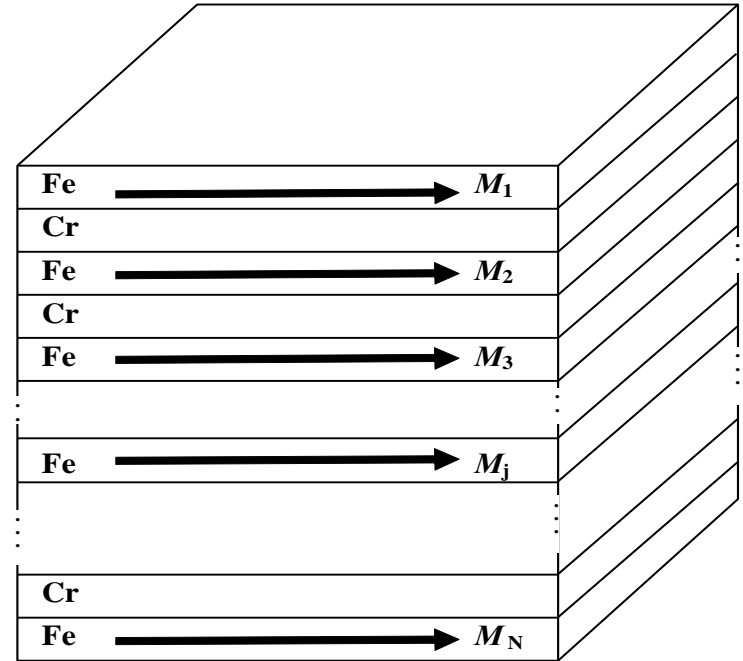
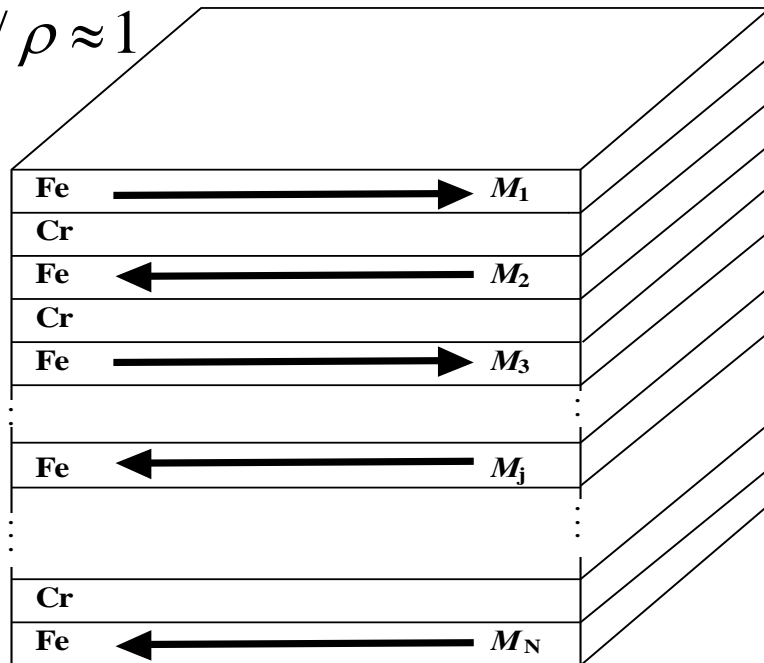
1)  $H \ll H_s$  «размерный» механизм МС имеет значение 43% от результирующего МС, «ориентационной» механизм проводимости имеет значение 57% от результирующего МС

2) С ростом величины магнитного поля вклад от «ориентационного» механизма уменьшается, а при  $H > H_s$  «размерный» механизм проводимости вносит основной вклад в магнитосопротивление.

**Спасибо за внимание!**

# Гигантское магнитосопротивление в магнитных металлических мультислоях. Роль наномасштабного расслоения на ферро- и неферромагнитную фазы.

$$\Delta\rho/\rho \approx 1$$

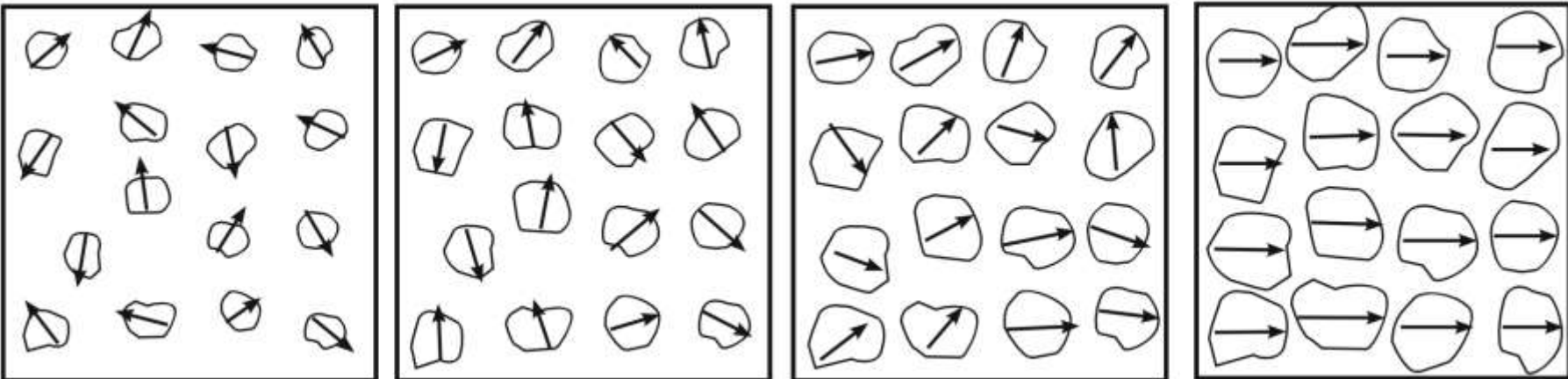


Условие существования ГМС: толщина прослоек хрома  $h < l_s$   
 $l_s$  – длина пробега электрона с сохранением ориентации спина

ГМС предполагает расслоение на ферро- и неферромагнитную фазы нанометрового масштаба.

1. Полученные данные для манганита  $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$  согласуются с существующими представлениями об

# Механизм ГМС. Роль наномасштабного расслоения на ферро- и неферромагнитную фазы.



$H_1 = 0$

$H_2 > H_1$

$H_3 > H_2$

$H_4 > H_s$

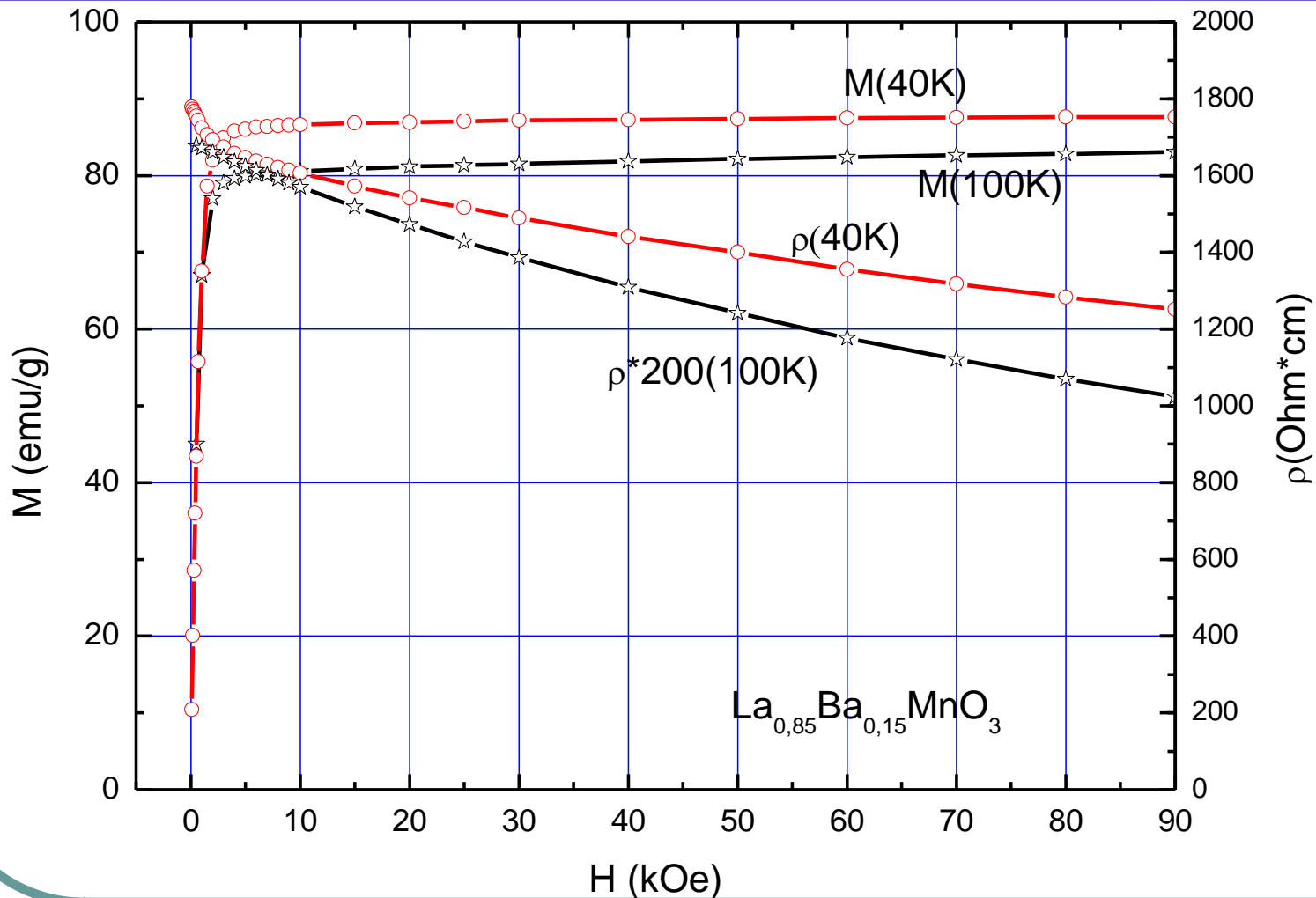
Разупорядочению ферромагнитных областей из-за магнитодипольного взаимодействия препятствует внешнее магнитное поле. Механизм ГМС обусловлен фазовым расслоением на ферромагнитные и парамагнитные области в неоднородном материале за счет разброса значений  $T_c$  по образцу:

$$\bar{T}_c - \delta T < T_c < \bar{T}_c + \delta T \tag{13}$$

$\bar{T}_c$  - среднее значение  $T_c$  по объему образца,

$\delta T = \Delta T \approx 10K$  - полуширина распределения значений  $T_c$ .

# Экспериментальные данные для $\rho(T,H)$ и $M(T,H)$



[13] *Physics of the Solid State*, M. I. Kurkin et al., 2013, Vol. 55, No. 5, pp. 974–976.

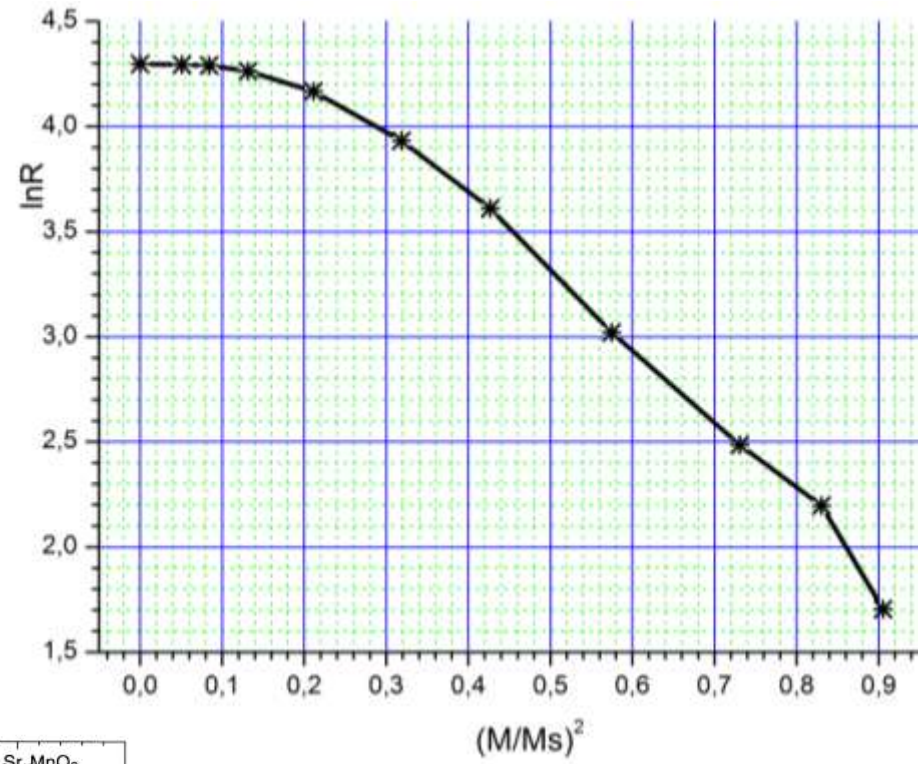
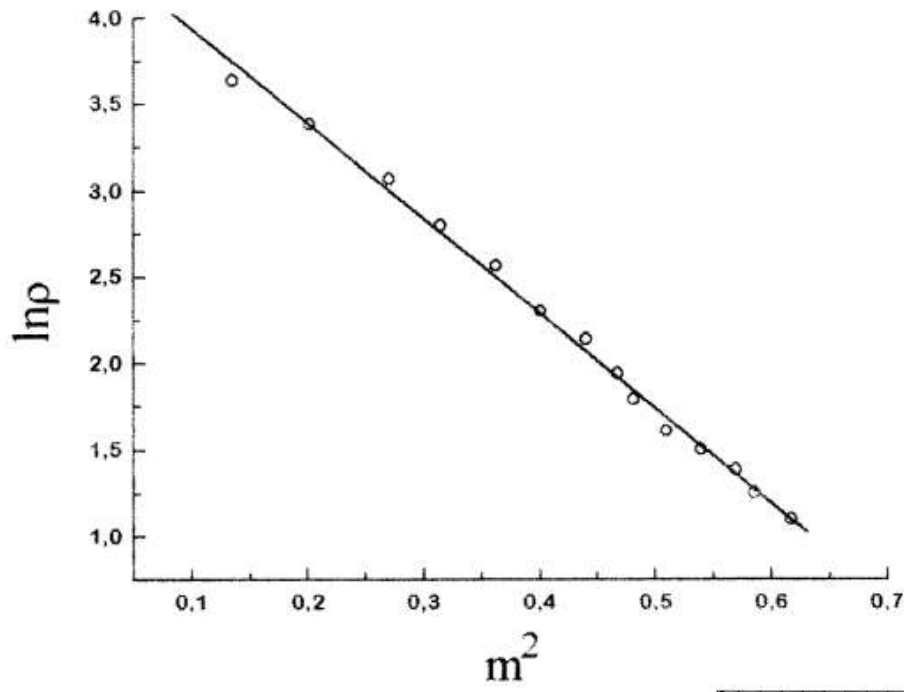
Значения  $\chi(T)$ , полученные из обработки данных измерений  $\rho(T,H)$  и  $M(T,H)$  без использования подгоночных параметров

$$\left(\chi(100) / \chi(40)\right)_{\rho} = 2.79 \pm 0.06 \quad (14)$$

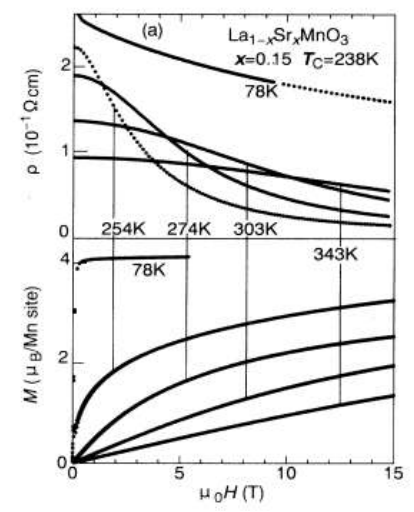
$$\left(\chi(100) / \chi(40)\right)_{M} = 2.80 \pm 0.04 \quad (15)$$

Из (14)-(15) следует, что по магнитосопротивлению при  $T < (T_C - 100)$  манганиты не отличаются от других веществ. Зависимость сопротивления хорошо описывается вдали от температуры Кюри стандартной для ферромагнетиков  $s-d$  моделью.

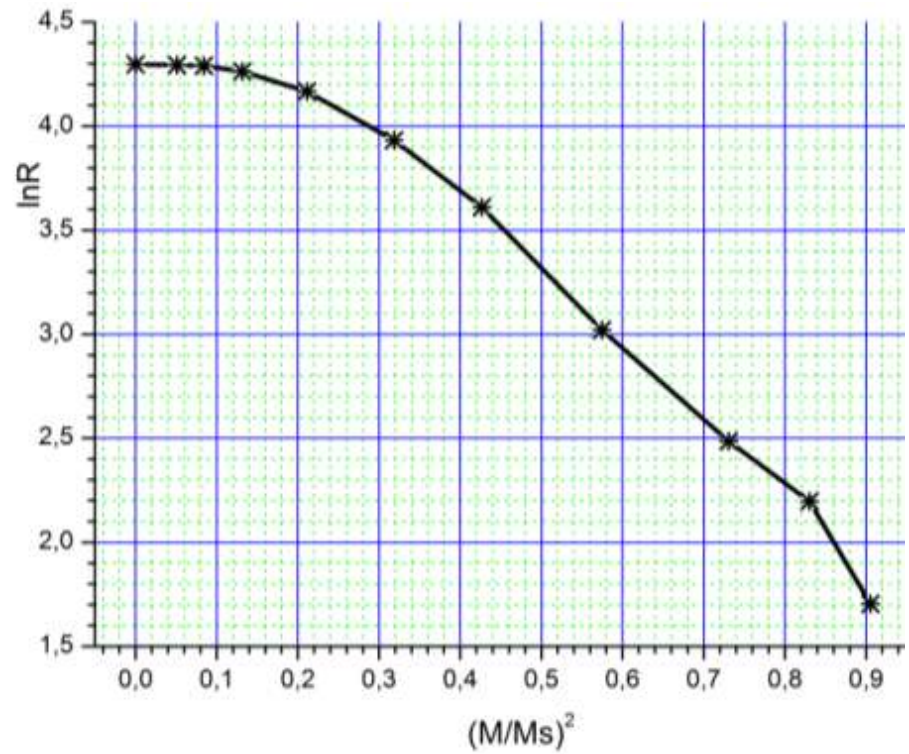
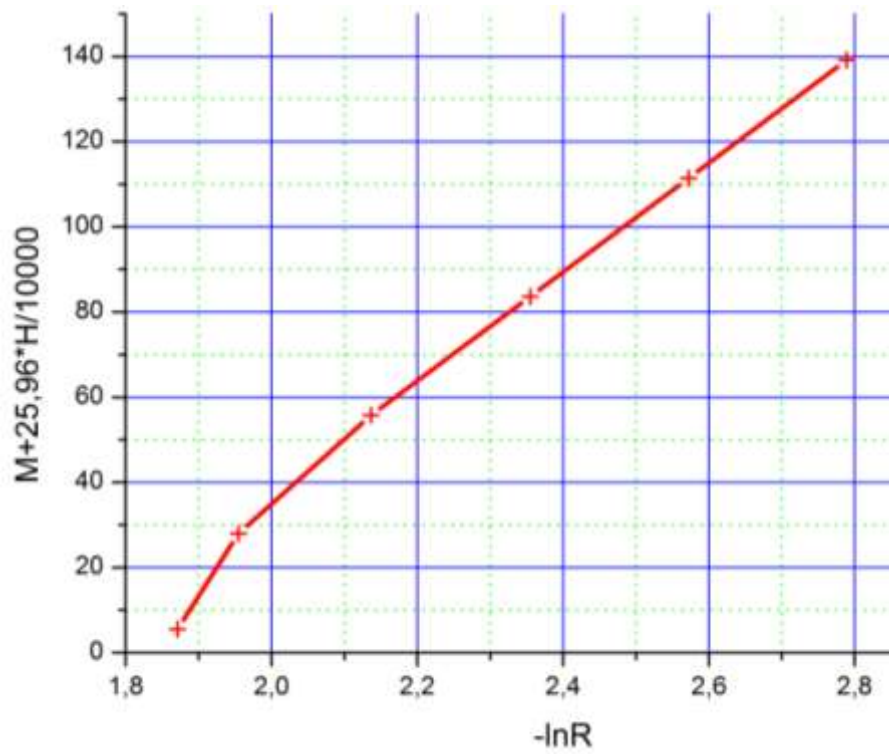
Следовательно, эти вещества ничем не выделены по сравнению с другими ферромагнетиками, так что проблему КМС не следует связывать с какими-то особенностями электронного спектра. Можно ожидать, что КМС и другие аномалии МС манганитов обусловлены особенностями их магнитных свойств вблизи  $T_C$ , включая структурные и магнитные неоднородности.



$T=254\text{ K}$

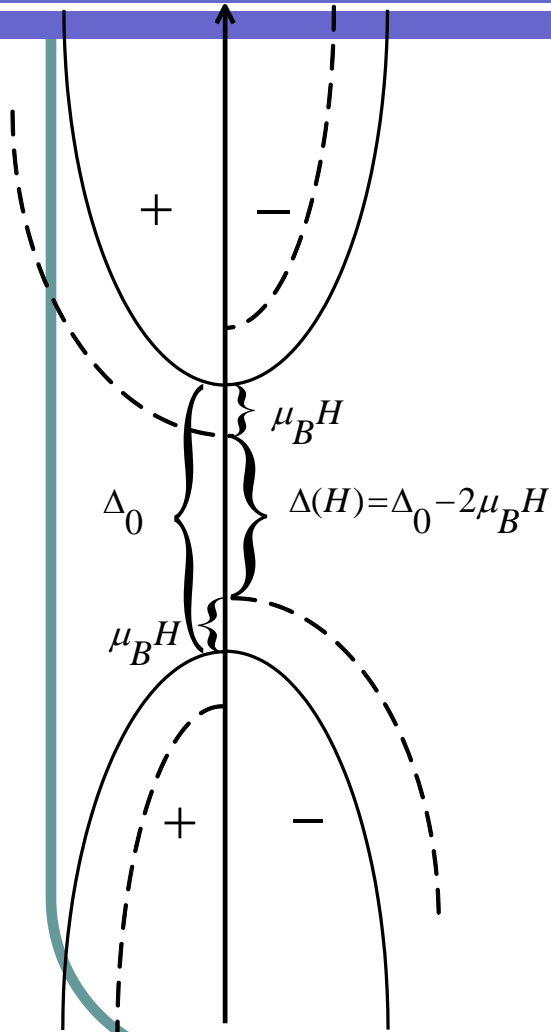






$T=254 \text{ K}$

## 1.2 Спиновый механизм МС



Спиновый механизм МС обусловлен расщеплением в электронном спектре по спиновому квантовому числу  $s$  в поле  $H$  [11]:

$$\Delta E_s(H) = \mu_B H, \quad (8)$$

$\mu_B$  - магнетон Бора. Этот механизм наиболее эффективен в веществах с термоактивированными переносчиками заряда [12]. Увеличение их числа за счет расщепления (3) соответствует величине

$$(\Delta\rho/\rho)_s = 2\mu_B H / k_B T, \quad (9)$$

Значение МС при  $H=1$  кОе и  $T=300$  К  $10^{-3} - 10^{-4}$ .

[11] D.C. Mattis. *The Theory of Magnetism* (World Scientific Publishing Co, 2006.

[12] В.А. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, Москва, Мир, 1983.

## Механизмы усиления ГМС в манганитах по сравнению с ГМС в мультислоях:

- 1. Магнитные неоднородности в мультислоях являются одномерными с выделенной осью вдоль направления нормали к поверхности пленки, в отличие от трехмерных магнитных неоднородностей в объемных манганитах.

Трехмерность неоднородностей обеспечивает шунтирование высокоомных областей образца, что способствует уменьшению его электросопротивления.

- 2. Падение электросопротивления особенно сильно проявляется вблизи так называемого порога протекания, когда концентрация низкоомных участков образца достигает критического значения.

## Механизм КМС, основанный на эффекте протекания

Эффект протекания, возникает при нанорасслоении вещества на металлическую и диэлектрическую фазы с критическим значением концентрации металлической фазы  $c=c_{cr}$ .

Величина  $c_{cr}$  определяется условиями: при  $c < c_{cr}$  – вещество является непроводящим, а при  $c > c_{cr}$  – проводящим. Эффект КМС возникает, если размер металлических включений зависит от магнитного поля  $H$ . В этом случае может реализоваться состояние, в котором концентрация  $c < c_{cr}$  при  $H=0$  и  $c > c_{cr}$  при  $H > 0$ . Возникающий при этом скачок сопротивления может обеспечить неравенство  $\Delta\rho/\rho \gg 1$  даже при конечном значении в диэлектрической фазе.

- Хотя первые данные с измерениями сопротивления как функции температуры в магнитном поле в манганитах были опубликованы более 60 лет назад [1], осознание в 90-х годах факта, что в этих веществах магнитосопротивление может превышать в десятки раз гигантское магнитосопротивление (ГМС) [2] привело к бурному росту работ посвященных исследованиям магнитосопротивления манганитов, названому колоссальным (КМС) [3].

- [1] *J. Volger, Physica 20, 49 (1954)*
- [2] *R. M. Kusters et al., Physica (Amsterdam) 155B, 362 (1989), R. von Helmolt et al., Phys. Rev. Lett. 71, 2331 (1993), H. Ju et al., Appl. Phys. Lett. 65, 2108 (1994)*
- [3] *S. Jin, T. H. Tiefel, M. McCormack, R. A. Fastnacht, R. Ramesh, and L. H. Chen, Science 264, 413 (1994)*

$H_{ex}$  - обменное поле, создаваемое носителями магнитного момента  $M(T, H)$

$$H_{ex} = H_E M(T, H) / M_0 \quad (4)$$

$H_E$  - эффективное поле обменного подмагничивания носителей тока

$$M(T, H) = M(T, 0) + \chi(T)H \quad (5)$$

$M(T, H)$  - намагниченность образца, зависящая от температуры  $T$  и магнитного поля  $H$

$\chi(T)$  - магнитная восприимчивость,

$M_0$  - намагниченность насыщения при  $T=0$ ,  $H \rightarrow \infty$

$$\rho(T, H) = \rho(0) \exp \left[ \left( \Delta_0 - 2\mu_B \left| \mathbf{H}_e \frac{M(T, H)}{M_0} + \mathbf{H} \right| \right) / k_B T \right] \quad (7)$$

- Было предположено, что из-за неоднородности материала, вблизи температуры при которой наблюдается максимум КМС в кристалле происходит фазовое расслоение на области с более низкими температурами Кюри, т.е. области в которых уже произошел переход в парамагнитное состояние и области с более высокими  $T_C$ , которые остались ферромагнитными. Таким образом, мы связываем КМС с фазовым расслоением на ферромагнитные и парамагнитные микрообласти в неоднородном материале.
- Это позволило предложить новый механизм КМС, аналогичный механизму гигантского магнитосопротивления (ГМС), наблюдающемуся в сверхрешетках [14].

[14] М.И. Куркин, Э.А. Нейфельд, А.В. Королев и др. ЖЭТФ, 143, 948 (2013)

# 1. Механизмы магнитосопротивления

## 1.1 Диамагнитный механизм МС

Зависимость  $\rho(H)$  в немагнитных металлах обусловлена искривлением траекторий движения электронов в поле  $H$  под действием силы Лоренца.

Включение внешнего магнитного поля дает увеличение значения сопротивления, т.е. магнитосопротивление является положительным.

Диамагнитный механизм МС требует слишком больших полей  $H$  для получения заметных величин  $\Delta\rho/\rho$ .

Все остальные рассматриваемые механизмы приводят к уменьшению значения сопротивления т.е. к отрицательным величинам МС.



# Усиление спинового механизма МС s-d обменным подмагничиванием в ферромагнетиках.

Спиновый механизм МС (7) в ферромагнетиках значительно усиливается подмагничиванием носителей тока (обычно s-электронов) обменным полем упорядоченных спинов d- и f-электронов [11], [12] (s-d подмагничивание):

$$\mathbf{H}_{ex}(T, H) = H_E \mathbf{M}(T, H) / M_0 = (H_E / M_0) (\mathbf{M}(T) + \chi(T) \mathbf{H}), \quad (5)$$

$H_E \approx (10^6 - 10^7) \text{ Oe}$  - обменный параметр,  $M(T, H)$  - намагниченность, при  $T=0$   $M_0 = M(0, H_s)$  (10) - намагниченность насыщения,  $H_s$  - поле магнитного насыщения.

Расщепление в спектре (6) при учете s-d подмагничивания позволяет записать МС (1) в виде:

$$(\Delta\rho / \rho)_{s-d} = \frac{2\mu_B H_E}{k_B T} \cdot \frac{\chi(T) H}{M_0} \quad (11)$$

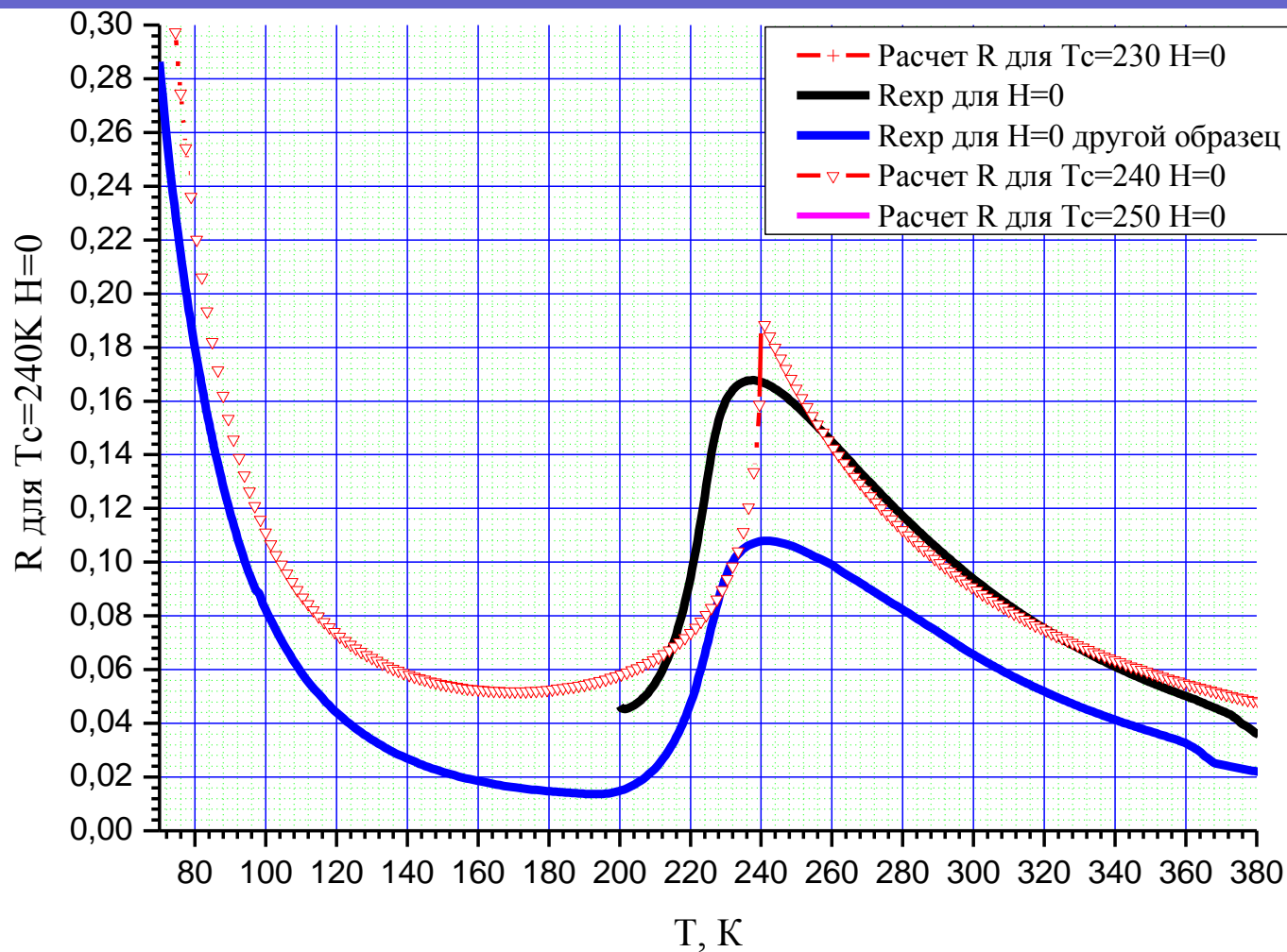
$\chi(T)$ - магнитная восприимчивость достигает своего максимального значения при  $T=T_c$  (особенность Кюри-Вейса):  $\chi(T) \sim (T - T_c)^{-1}$ . (12)

В реальных веществах значение оказывается конечным благодаря внешнему и внутреннему полям  $H$  [13]:  $\chi(T_c, H) \sim H^{-2/3}$

$$(\Delta\rho / \rho)_{s-d} \approx (10^{-1} - 10^{-2})$$

[13] А.В. Королев, М.И. Куркин, Е.В. Розенфельд, ФТТ, т.45, 1414, 2003.

# Зависимость сопротивления от температуры для двух монокристаллических образцов $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ при $H=0$



Значения  $\chi(T)$ , полученные из обработки данных измерений  $\rho(T,H)$  и  $M(T,H)$  без использования подгоночных параметров

$$\left(\chi(100) / \chi(40)\right)_{\rho} = 2.79 \pm 0.06 \quad (5)$$

$$\left(\chi(100) / \chi(40)\right)_{M} = 2.80 \pm 0.04 \quad (6)$$

Из (5)-(6) следует, что по магнитосопротивлению при  $T < (T_C - 100)$  манганиты не отличаются от других веществ. зависимость сопротивления хорошо описывается вдали от температуры Кюри стандартной для ферромагнетиков  $s-d$  моделью.

Следовательно, эти вещества ничем не выделены по сравнению с другими ферромагнетиками, так что проблему КМС не следует связывать с какими-то особенностями электронного спектра.