

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Аномалии магнитосопротивления в ферритах

К.П. Белов

Систематизированы и проанализированы результаты измерений полевых и температурных зависимостей магнитосопротивления феррита марганца и ряда других ферритов-шпинелей. Показано, что в магнитных полях выше технического насыщения и при температурах ниже точки Кюри в этих ферритах проявляются две, разные по физической природе, компоненты изотропного отрицательного магнитосопротивления. Одна из них обусловлена рассеянием электронов проводимости ("перескоковых" электронов) на изменяющемся порядке магнитных катионов вследствие парапроцесса. Происхождение другой компоненты интерпретируется на основе модели "магнитоэлектронной подрешетки", предложенной автором. Рассмотрены проявления магнитосопротивления при различных магнитных фазовых переходах в ферритах-шпинелях.

PACS numbers: 72.15.G, 75.50.G

Содержание

1. Введение (603).
 2. Характер проявления магнитосопротивления в металлических ферромагнетиках (604).
 3. Аномалии магнитосопротивления в феррите марганца (605).
 4. Аномалии магнитосопротивления в других ферритах-шпинелях (607).
 5. Две разные по физической природе компоненты изотропного магнитосопротивления в ферритах-шпинелях (608).
 6. Интерпретация второй компоненты изотропного отрицательного магнитосопротивления в ферритах-шпинелях на основе модели "магнитоэлектронной подрешетки" (609).
 7. Другие опытные факты, косвенно подтверждающие модель "магнитоэлектронной подрешетки" (610).
 8. Магнитосопротивление в ферритах при магнитных фазовых переходах (611).
 9. Заключение (614).
- Список литературы (615).

1. Введение

Ферриты — магнитные материалы, сочетающие диэлектрические и ферромагнитные свойства, давно получили применение в технике. Среди них, однако, есть такие, которые обладают специфическими полупроводниковыми свойствами (очень низкая подвижность носителей тока). Яркими представителями последних являются

самый "древний" магнетик — магнетит (Fe_3O_4) и феррит-шпинель марганца MnFe_2O_4 . Проявления в них различных кинетических явлений (электропроводности, гальваномагнитных эффектов и др.) остаются во многом не раскрытыми и даже загадочными. Это, в частности, относится к эффекту магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ — относительному изменению электросопротивления ρ под действием магнитного поля H . Этот эффект является четным, т.е. квадратично зависящим от H (и намагниченности I) и с давних времен изучается в магнитных и немагнитных веществах [1].

В ферромагнетиках как металлических [1], так и полупроводниковых [2], характер зависимости $\Delta\rho/\rho$ от поля H , намагниченности I и температуры T носит сложный характер; он зависит от того, каким процессам намагничивания эффект магнитосопротивления сопутствует [3, 4].

Еще более сложны полевые и температурные зависимости магнитосопротивления в ферромагнетиках, в том числе в ферритах. Причина этого — влияние межподрешеточной структуры феррита [4] и специфичность электронных процессов в данных веществах.

В настоящей обзорной статье систематизированы и проанализированы результаты измерений полевых и температурных зависимостей магнитосопротивления в ферритах, проведенных автором данной статьи и его сотрудниками [6–14, 21, 22], а также имеющиеся сведения по этому вопросу в литературе [15–20].

Следует отметить, что исследования магнитосопротивления в магнитоупорядоченных веществах представляют не только научный, но и значительный прикладной интерес для создания различных приборов и датчиков. В частности, в последнее время ведутся работы по созданию магниторезистивных головок для считывания информации, записанной магнитными способами. Представляет интерес выяснить, в какой мере для этой цели пригодны ферритовые материалы.

К.П. Белов. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119889, Москва, Ленинские горы
Тел. (095) 939-30-39

Статья поступила 28 октября 1993 г.,
после доработки 11 марта 1994 г.

2. Характер проявления магнитосопротивления в металлических ферромагнетиках

С целью выявления различий в поведении магнитосопротивления в ферритах по сравнению с проявлениями этого эффекта в металлических ферромагнетиках в настоящем разделе обзора рассмотрены результаты исследования данного явления в никеле; об этом в литературе имеются достаточно подробные сведения.

При анализе результатов измерения магнитосопротивления и других четных магнитных эффектов (магнитострикции, магнитотермо-э.д.с. и др.) обычно используют феноменологическое соотношение Акулова [3], позволяющее единым образом описать закономерности изменения всех четных эффектов в кубических кристаллах. Согласно [3] результаты измерений эффекта $\Delta\rho/\rho$ в таком кристалле могут быть описаны соотношением, представляющим собою разложение в ряд $\Delta\rho/\rho$ по направляющим косинусам векторов намагниченности \mathbf{I}_s и направления измерения магнитосопротивления \mathbf{g} , совпадающего с направлением вектора электрического тока \mathbf{j} :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{H>H_s}(H, T) + \frac{3}{2} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{[100]} \left(S_1^2 g_1^2 + S_2^2 g_2^2 + S_3^2 g_3^2 - \frac{1}{3}\right) + 3 \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{[111]} (S_1 S_2 g_1 g_2 + S_2 S_3 g_2 g_3 + S_3 S_1 g_3 g_1). \quad (1)$$

Здесь S_1, S_2, S_3 и g_1, g_2, g_3 — соответственно направляющие косинусы вектора спонтанной намагниченности \mathbf{I}_s и направления вектора тока \mathbf{j} относительно ребер куба; $(\Delta\rho/\rho)_{[100]}$ и $(\Delta\rho/\rho)_{[111]}$ — опытные значения магнитосо-

противления при поле насыщения $H = H_s$ в направлениях [100] и [111]. При этом имеется в виду, что вектор $\mathbf{I}_s \parallel \mathbf{H}$ точно следует за направлением поля в кристалле. Если второй и третий члены в соотношении (1) определяют анизотропию эффекта $\Delta\rho/\rho$, то первый член $(\Delta\rho/\rho)_{H>H_s}(H, T)$ представляет собой изотропную часть магнитосопротивления; он проявляется в поле $H > H_s$, когда процессы смещения доменных границ и вращения "подавлены" полем H_s и намагничивание происходит за счет парапроцесса. Этот член особенно большую роль играет при температурах в области точки Кюри T_c , где парапроцесс достигает большой интенсивности.

При исследовании магнитосопротивления в поликристаллических образцах магнетиков обычно измеряется продольное магнитосопротивление $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ (когда вектор тока \mathbf{j} параллелен вектору \mathbf{H}) и поперечное $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ (когда $\mathbf{j} \perp \mathbf{H}$).

Проводя усреднение в формуле (1) по косинусам S_i и g_i , можно получить формулу для описания изменения магнитосопротивления в поликристалле ферромагнетика:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{3}{2} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_s \left(\overline{\cos^2 \alpha} - \overline{\cos^2 \alpha_0}\right). \quad (2)$$

Здесь $(\Delta\rho/\rho)_s$ — магнитосопротивление, соответствующее намагниченности насыщения $I = I_s$, черточки сверху над косинусами означают средние значения этих величин. Величина $\overline{\cos^2 \alpha_0}$ характеризует начальное (до намагничивания) распределение векторов \mathbf{I}_s доменов, $\overline{\cos^2 \alpha}$ характеризует распределение векторов \mathbf{I}_s , соответствующее некоторой намагниченности \mathbf{I} , возникшей в ферромагнетике при приложении H .

Таким образом, формула (2) позволяет определить величину $\Delta\rho/\rho$, соответствующую вращению вектора \mathbf{I}_s домена. Поэтому возникающее магнитосопротивление в данном случае можно назвать "ориентационным".

В хорошо размагниченном ферромагнетике величина $\overline{\cos^2 \alpha_0}$ равна 1/3. Подставляя это значение в (2), получим для эффектов $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ при намагничивании до насыщения так называемое "правило двойки"

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\parallel} = -2 \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\perp}, \quad (3)$$

согласно которому в ферромагнетике продольный и поперечный эффекты магнитосопротивления имеют разные знаки и при этом первый по величине больше второго в два раза.

Для большинства металлических ферромагнетиков измерения дают для $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ разные знаки, однако соотношение их величин, равное двум, редко оправдывается на опыте. На рис. 1, а показаны схематически изотермы магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}(H)$ и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}(H)$ для поликристаллического никеля при комнатной температуре. Видно, что в поле $H < H_s$ продольный эффект имеет положительный знак, а поперечный — отрицательный; при этом $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel} > (\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ в соответствии с выводами феноменологической теории четных магнитных эффектов. Такое поведение ориентационных магнитосопротивлений $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ мы принимаем за нормальное.

На рис. 1, а видно, что в полях $H > H_s$, т.е. в области парапроцесса возникают почти равные по величине

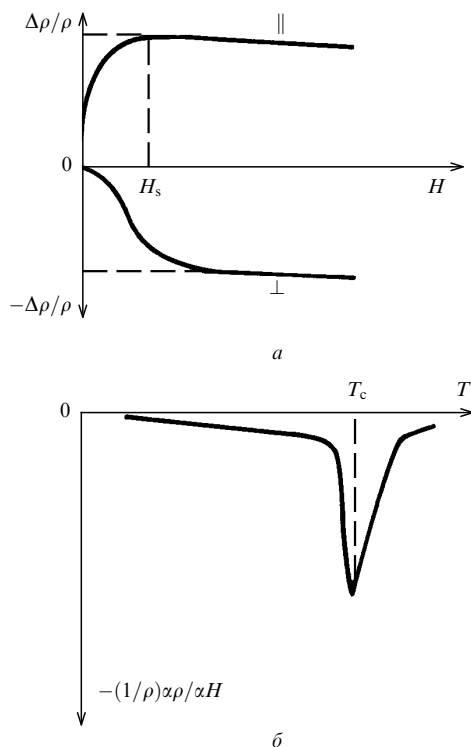


Рис. 1. Типичные зависимости магнитосопротивления ферромагнетиков (схематически) от магнитного поля H (а) и от температуры (б) в поле выше технического насыщения $H > H_s$

отрицательные магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ (одинаковые наклоны прямых на рис. 1, а в сильных полях). Они соответствуют изотропной (в кубических кристаллах) составляющей магнитосопротивления ферромагнетика (величины и знаки $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ не зависят от направления векторов \mathbf{j} и $\mathbf{I}_s \parallel \mathbf{H}$).

Если анизотропные ("ориентационные") магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ в полях $H = H_s$ достигают предельных значений, то изотропные отрицательные магнитосопротивления, как следует из рис. 1, а, непрерывно возрастают с увеличением H . Поэтому за количественную характеристику изотропного магнитосопротивления принимают "восприимчивость" магнитосопротивления $(1/\rho)(d\rho/dH)$ (в кубических кристаллах — $(1/\rho)(d\rho/dH)_{\parallel} \cong -(1/\rho)(d\rho/dH)_{\perp}$).

На рис. 1, б схематически показана температурная зависимость величины — $(1/\rho)(d\rho/dH)$ для никеля; видно, что она возрастает при приближении к точке Кюри T_C и достигает минимума ("отрицательного максимума") в самой T_C .

Описанные выше полевые и температурные зависимости магнитосопротивления, проявляющиеся в никеле, мы принимаем за "нормальные"; их важно иметь в виду при рассмотрении поведения магнитосопротивления в ферритах.

3. Аномалии магнитосопротивления в феррите марганца

Наиболее подробные экспериментальные данные по магнитосопротивлению были получены для феррита марганца MnFe_2O_4 , обладающего кубической структурой минерала шпинели.

Исследование магнитосопротивления в этом феррите предпочтительнее по следующим причинам. 1) Удельное электросопротивление ρ данного феррита не высокое (близкое к ρ магнетита), что позволяет без больших затруднений измерять в нем эффект $\Delta\rho/\rho$ в широком интервале температур от жидкого азота до точки Кюри ($T_C = 570$ К). 2) Методом Вернейля удается выращивать кристаллы MnFe_2O_4 достаточно больших размеров для проведения измерений анизотропии эффекта $\Delta\rho/\rho$.

В магнитном отношении феррит MnFe_2O_4 среди других ферритов-шпинелей занимает особое место. Он является "спиновым" ферримagnetиком, так как входящие в него катионы $\text{Mn}^{2+}(3d^5)$ и $\text{Fe}^{3+}(3d^5)$ не имеют орбитальных моментов, вследствие чего обладает малой "одноионной" магнитной анизотропией и намагничивается до насыщения в небольших полях даже при гелиевых температурах. Это видно на рис. 2, где приведены кривые намагничивания кристалла MnFe_2O_4 по данным измерений [23]. Вид этих кривых (отсутствие наклона прямой в области $H > H_s$) указывает также на то, что в MnFe_2O_4 отсутствует неколлинеарная магнитная структура в интервале температур от комнатной до 4,2 К.

Последнее подтверждается и нейтронографическими исследованиями этого феррита [24]. Отметим также, что в данном феррите существует сильное междоузельное обменное взаимодействие и поэтому температурная зависимость спонтанной намагниченности $I_s(T)$ имеет "вейссовский" вид (Q-тип по Неелю), т.е. тот, который свойственен для Ni и Fe, следовательно, возникновение в нем низкотемпературного парапроцесса, который имеет место в ферритах, обладающих аномальной кривой $I_s(T)$

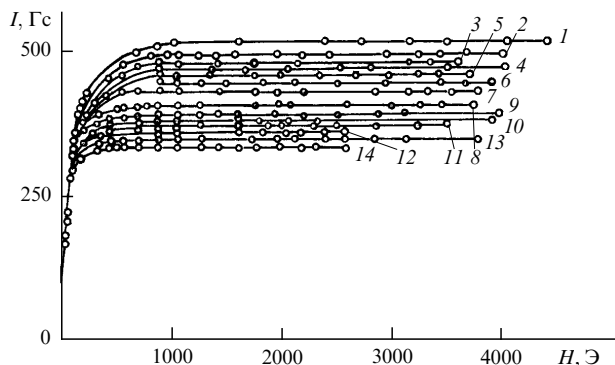


Рис. 2. Изотермы намагниченности I монокристалла феррита марганца MnFe_2O_4 в интервале температур от 4,2 до 319 К: 1 — 4,2; 2 — 78; 3 — 109; 4 — 131; 5 — 151; 6 — 175; 7 — 197; 8 — 230; 9 — 253; 10 — 269; 11 — 280; 12 — 292; 13 — 304; 14 — 319 К

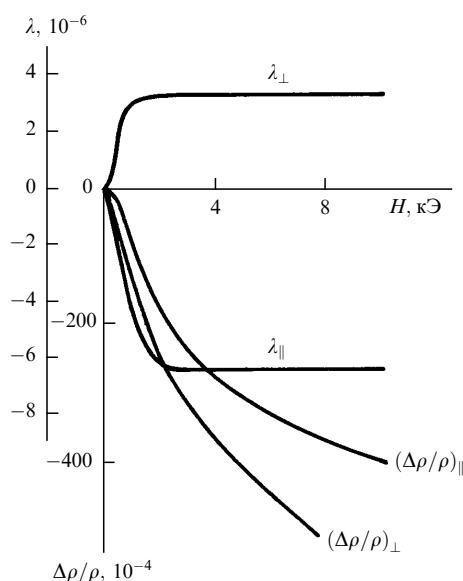


Рис. 3. Изотермы магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}(H)$, $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}(H)$ и магнитоэлектричества $\lambda_{\parallel}(H)$, $\lambda_{\perp}(H)$ при 80 К в феррите MnFe_2O_4 (поликристалл)

[22] (с точкой магнитной компенсации, N-тип по Неелю) невозможно. Феррит марганца имеет еще одно преимущество перед другими ферритами-шпинелями. Из-за того, что входящие в него магнитные катионы не имеют орбитальных магнитных моментов, к нему применимо соотношение (1). Для ферритов, в которых магнитные катионы имеют не полностью замороженные кристаллическим полем орбитальные моменты, соотношение (1), как было показано в работе [5], не применимо или применимо с ограничениями, так как четность по I нарушается.

Первый, удивительный факт, который был установлен при исследовании четных эффектов в MnFe_2O_4 , состоит в следующем. При температурах, удаленных от точки Кюри T_C (~ 560 К), как следует из рис. 3, изотермы магнитоэлектричества $\lambda_{\parallel}(H)$ и $\lambda_{\perp}(H)$ ведут себя, как и в никеле, "нормально", т.е. в соответствии с выводами теории четных эффектов [3]; знаки и величины продольной и поперечной магнитоэлектричества различны, тогда как изотермы магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}(H)$ и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}(H)$ обнаруживают аномальное поведение; продольный и поперечный эффекты имеют одинаковые

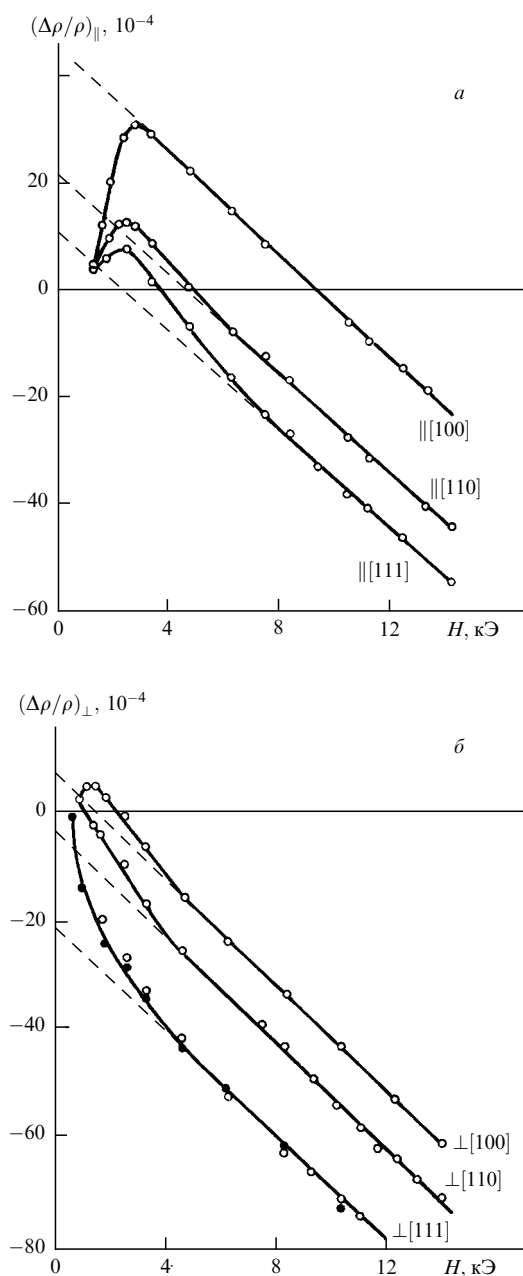


Рис. 4. Изотермы магнитосопротивлений $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}(H)$ (а) и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}(H)$ (б) при 300 К в монокристалле MnFe_2O_4 , измеренные в различных направлениях кристалла

(отрицательные) знаки и величины их близки друг к другу [13, 14].

Для разрешения этой аномалии важным являлось провести измерения магнитосопротивления в монокристаллах MnFe_2O_4 . Такие измерения выполнил Залесский [9, 10] при 300 К. Они установили, что в полях $H < H_s$ проявляются продольный положительный эффект $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ ориентационного магнитосопротивления и поперечный $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ отрицательного знака этого магнитосопротивления. Величины их могут быть довольно точно определены, как следует из рис. 4, путем экстраполяции к нулевому H линейных, изотропных составляющих магнитосопротивления.

На рис. 4 видно, что изотропные (линейные) составляющие магнитосопротивления чрезвычайно велики даже при комнатных температурах. Если в ферромагне-

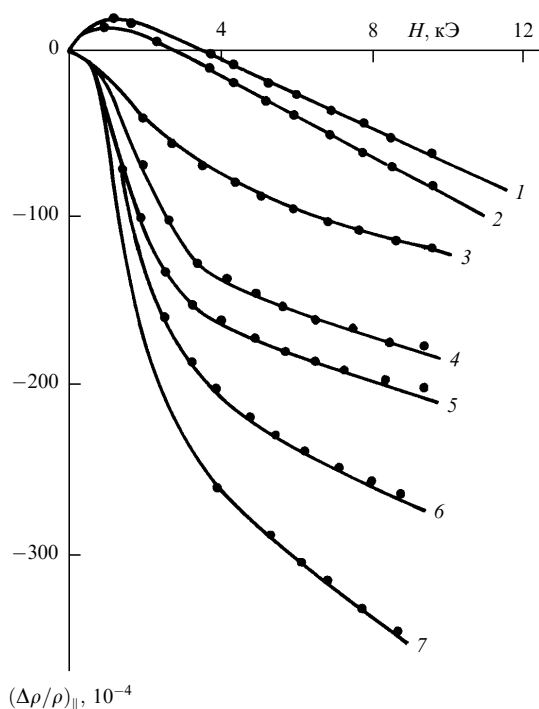


Рис. 5. Изотермы $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}(H)$ MnFe_2O_4 (поликристалл), снятые в интервале температур 294–92 К: 1 — 294; 2 — 207; 3 — 162; 4 — 143; 5 — 110; 6 — 98; 7 — 92 К

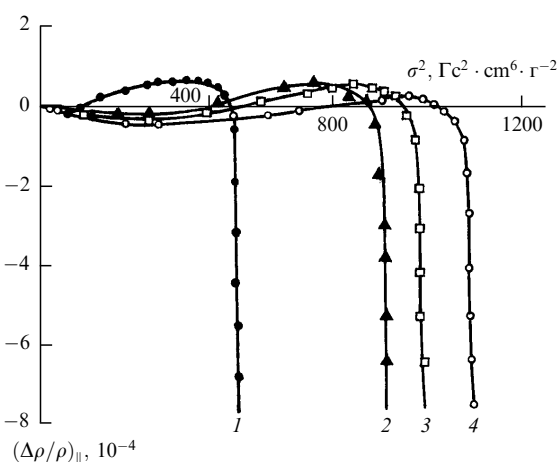


Рис. 6. Зависимость магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ от квадрата намагниченности σ^2 в области $T < T_C$: 1 — 533, 2 — 524, 3 — 518, 4 — 513 К

тиках, например Ni, при 300 К восприимчивость магнитосопротивления $-(1/\rho)d\rho/dH$ составляет всего $3 \cdot 10^{-8} \text{ Э}^{-1}$, то в MnFe_2O_4 , как следует из рис. 4, она достигает аномально высокого значения $\sim 50 \cdot 10^{-8} \text{ Э}^{-1}$, т.е. на порядок величины превышает значения $-(1/\rho)d\rho/dH$ в Ni.

При понижении температуры от 300 К до 80 К величина $-(1/\rho)d\rho/dH$ возрастает еще на один порядок. Это видно на рис. 5, где приведены изотермы $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}(H)$ по данным [13, 14] (для поликристалла MnFe_2O_4). Кроме того, при температурах ниже комнатных эти изотермы становятся нелинейными. Причину сильного возрастания изотропного магнитосопротивления при понижении температуры от $T_C = 570$ К невозможно приписать влиянию парапроцесса, так как при температурах ниже комнатных он очень мал и дает

ничтожный прирост намагниченности. Это иллюстрируется рис. 6, где показано, согласно [6], изменение эффекта $(\Delta\rho/\rho)_{||}$ в зависимости от квадрата удельной намагниченности σ (при температурах $T < T_C$). Видно, что изотропное магнитосопротивление отрицательного знака не зависит от σ^2 . В области полей $H < H_s$, где происходят процессы технического намагничивания, выявляется положительная ориентационная составляющая эффекта $(\Delta\rho/\rho)_{||}$.

Аномалия изотропного магнитосопротивления, возникающая в полях $H > H_s$, очень наглядно проявляется на температурных зависимостях данного эффекта. На рис. 7 и 8 приведены такие зависимости для поликристаллического MnFe_2O_4 . На рис. 7 [6] показано, как изменяется магнитосопротивление по мере удаления от точки Кюри; видно, что с понижением температуры знак производной $-(1/\rho) d\rho/dH$ изменяется на обратный в интервале температур 200—300 К и с дальнейшим понижением температуры величина отрицательного магнитосопротивления возрастает по экспоненте. В области комнатных температур величина $(\Delta\rho/\rho)_{||}$ в поле 1–2 кЭ превышает значение этой величины в точке Кюри более чем в четыре раза.

При дальнейшем понижении температуры от комнатных температур до 80 К, изотропное отрицательное магнитосопротивление продолжает расти по экспоненте (см. рис. 8); это было установлено в работах [13, 14]. Одновременно в этих работах были обнаружены нарушения в монотонной экспоненциальной зависимости магнитосопротивления в исследуемом феррите (подробнее о них будет сказано в разделе 8).

Таким образом, в феррите MnFe_2O_4 полевые и температурные зависимости магнитосопротивления несут аномальный характер.

4. Аномалии магнитосопротивления в других ферритах-шпинелях

Для других ферритов-шпинелей данные по магнитосопротивлению не столь подробны, как для MnFe_2O_4 . Тем не менее их систематизация и анализ показывают, что полевые и температурные зависимости $\Delta\rho/\rho$ имеют такие же аномалии, как для феррита марганца.

В ряде ранних работ [15–20] для поликристаллических ферритов-шпинелей никеля, меди, никель-цинковых и магнетита при температуре ~ 300 К были наблюдаемы одинаковые отрицательные знаки продольного и поперечного магнитосопротивлений, вызывая удивление авторов этих работ.

На рис. 9 приведены в качестве примера изотермы $(\Delta\rho/\rho)_{||}(H)$ и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}(H)$ при 300 К для поликристаллического NiFe_2O_4 по данным [20]. Аналогичные аномальные изотермы продольного и поперечного магнитосопротивлений были получены для поликристаллического магнетита [15]. Однако Залесский [11] своими измерениями магнитосопротивления на монокристаллах магнетита и NiFe_2O_4 установил существование (при 300 К) положительного ориентационного магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_{||}$. На рис. 10 приведены изотермы $(\Delta\rho/\rho)_{||}(H)$ для кристалла магнетита по его данным. Видно, как и в случае MnFe_2O_4 , изотропные магнитосопротивления в магнетите очень велики. В полях $H_s > H$ проявляются ориентационные магнитосопротивления: $(\Delta\rho/\rho)_{||}$ — положительного знака и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ — отрицательного.

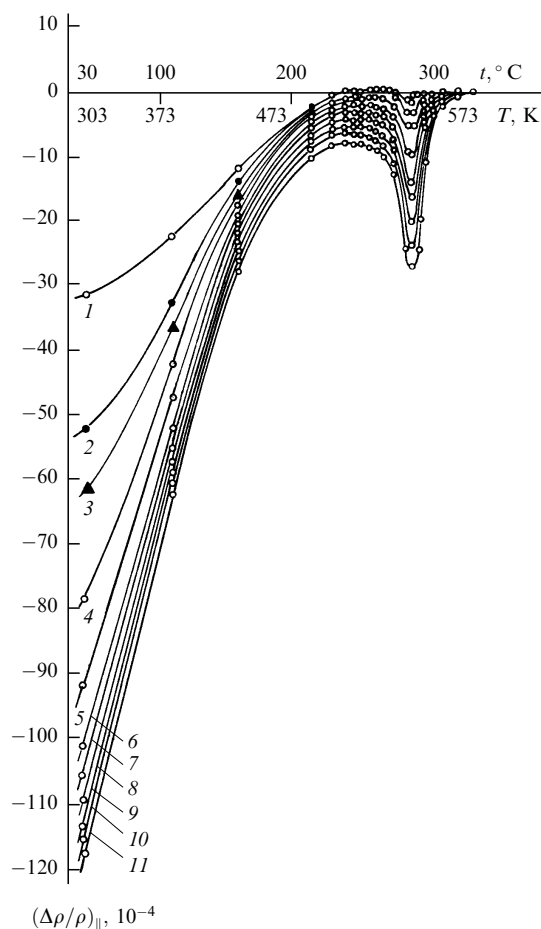


Рис. 7. Температурные зависимости магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_{||}$ поликристалла MnFe_2O_4 при различных магнитных полях: 1 — 39,2; 2 — 65,4; 3 — 98,0; 4 — 196,0; 5 — 392,0; 6 — 654,0; 7 — 915,0; 8 — 1178,0; 9 — 1439,0; 10 — 1700,0; 11 — 1960,0 Э

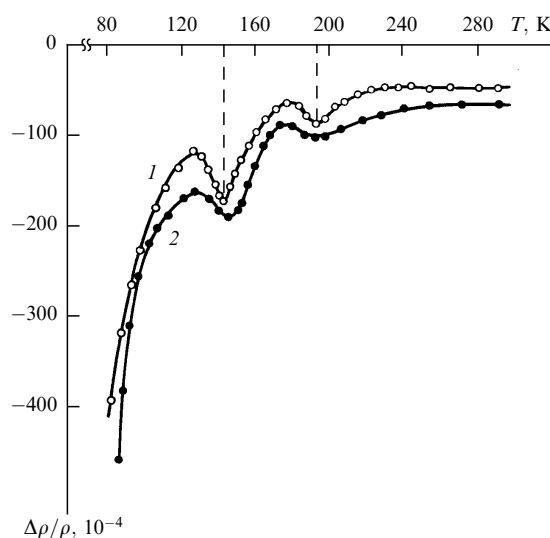


Рис. 8. Температурные зависимости магнитосопротивления феррита MnFe_2O_4 (поликристалл) в поле $H > H_s$ $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ (1) и $(\Delta\rho/\rho)_{||}$ (2)

Они могут быть определены экстраполяцией линейных ветвей изотропного магнитосопротивления к нулевому полю (см. рис. 10).

В поликристаллах магнетита (и других ферритов) положительное ориентационное магнитосопротивление

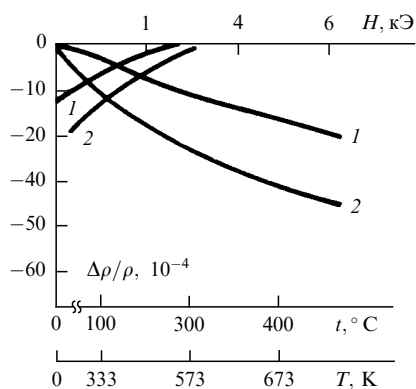


Рис. 9. Магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_\perp$ (1) и $(\Delta\rho/\rho)_\parallel$ (2) в зависимости от H при 300 К и в зависимости от температуры для феррита NiFe_2O_4 (по данным [20])

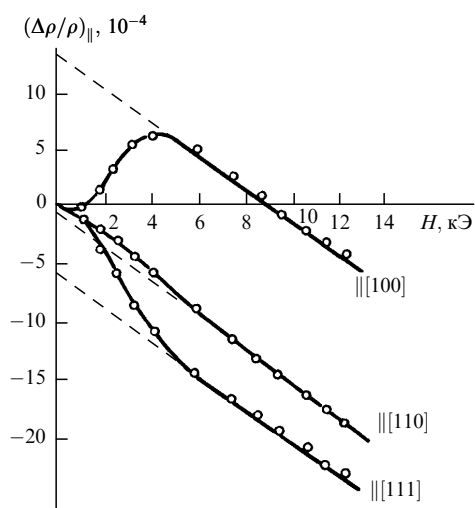


Рис. 10. Изоثرмы $(\Delta\rho/\rho)_\parallel(H)$ при 300 К монокристалла магнетита, измеренные вдоль различных осей кристалла

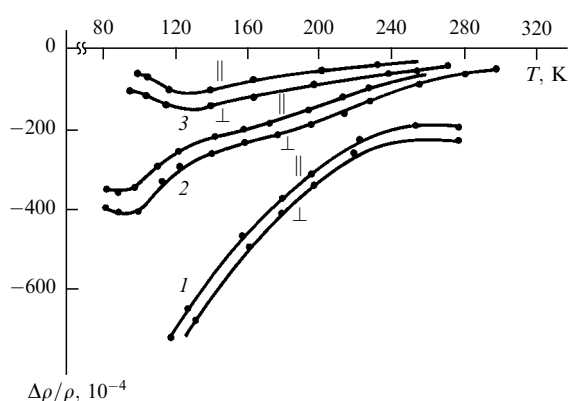


Рис. 11. Температурные зависимости магнитосопротивления в магнитном поле 10 кЭ для: 1 — магнетита, 2 — $\text{Fe}_{2.8}\text{Cr}_{0.2}\text{O}_4$, 3 — $\text{Fe}_{2.4}\text{Cr}_{0.6}\text{O}_4$

вследствие усреднения ориентационных магнитосопротивлений по осям кристалла будет иметь очень малую величину и она будет полностью маскироваться изотропным отрицательным магнитосопротивлением, создавая аномалии полевых зависимостей $(\Delta\rho/\rho)_\parallel$ и $(\Delta\rho/\rho)_\perp$.

В работах [10, 11] измерениями магнитосопротивления на монокристаллах магнетита, ферритов марганца и никеля показано, что указанные аномалии не могут быть объяснены в этих веществах влиянием "объемных" членов в феноменологическом соотношении (1). На данную причину в свое время было указано в работе [28] при обсуждении аналогичной аномалии, встречающейся в некоторых магнитных сплавах.

На рис. 11 приведены температурные зависимости изотропных, отрицательных магнитосопротивлений (т.е. в полях $H > H_s$) $(\Delta\rho/\rho)_\parallel$ и $(\Delta\rho/\rho)_\perp$ для ферритов-хромитов $\text{Fe}_{3-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ ($x = 0; 0,2; 0,6$), измеренные в поле 10 кЭ в интервале 130–300 К¹. Видно, что для магнетита ($x = 0$), как и для MnFe_2O_4 , отрицательные изотропные магнитосопротивления возрастают с понижением температуры и особенно сильно при приближении к низкотемпературному превращению $T_t = 100$ –120 К (на рис. 11 не показано). Как следует из рис. 11, такой же характер температурной зависимости изотропных магнитосопротивлений имеют ферриты-хромиты ($x = 0,2; 0,6$). Отметим также, что в работе [20] для феррита NiFe_2O_4 была наблюде́на подобная же зависимость (рис. 9).

5. Две разные по физической природе компоненты изотропного магнитосопротивления в ферритах-шпинелях

Из приведенного выше экспериментального материала следует, что в ферритах существуют две разные по физической природе компоненты изотропного магнитосопротивления. Первая из них обусловлена механизмом рассеяния электронов проводимости на изменяющемся магнитном порядке вследствие парапроцесса; эта компонента магнитосопротивления увеличивается по мере приближения к точке Кюри T_C и достигает максимума в самой T_C . Вторая компонента изотропного магнитосопротивления, наоборот, растет по мере удаления от точки Кюри и достигает больших величин в низких температурах; она не может быть объяснена влиянием парапроцесса. В связи с этим при интерпретации происхождения второй компоненты изотропного отрицательного магнитосопротивления возникает естественный вопрос о том, а не обусловлена ли она механизмами магнитосопротивления, свойственными немагнитным полупроводникам. Ниже перечисляются эти механизмы и рассматривается возможность их возникновения в ферритах.

1) *Механизм, обусловленный действием силы Лоренца.* Эта сила вызывает искривление ("закручивание") траектории электрона проводимости и тем самым удлиняет проходимый им путь, при этом увеличивается число актов столкновения с фононами и дефектами решетки, вследствие чего возникает магнитосопротивление положительного знака. Из характера действия силы Лоренца следует, что поперечное магнитосопротивление много больше продольного $(\Delta\rho/\rho)_\perp \gg (\Delta\rho/\rho)_\parallel$. Данный механизм возникновения магнитосопротивления является универсальным и проявляется во всех веществах, в том числе в ферритах; он, однако, не пригоден для интерпретации второй компоненты изотропного магнитосопротивления.

¹ Данные измерений А.Н. Горяги и Л.А. Скипетровой (не опубликованы).

тивления ферритов в сильных полях, так как вызывает положительное магнитосопротивление.

2) Механизм "сжатия волновых функций" магнитным полем. Этот механизм был применен в [25] для объяснения гигантских величин магнитосопротивления, проявляющихся в примесных (сильно легированных) и аморфных полупроводниках (n-GaAs и n-InSb). В данных веществах существует перескоковый механизм проводимости. При приложении магнитного поля, волновые функции примесных атомов сжимаются (т.е. уменьшается их перекрытие); это приводит к замедлению и даже прекращению перескоков электронов, что вызывает появление гигантского магнитосопротивления ($\Delta\rho/\rho \gg 1$). Хотя ферриты можно уподобить примесным полупроводникам и в них также существует перескоковый механизм электропроводности, но данный механизм не применим для интерпретации второй компоненты изотропного магнитосопротивления, так как он вызывает положительное магнитосопротивление.

3) Механизм "подавления" квантовых поправок магнитным полем H . Эти поправки вводятся в формулу Друде–Лоренца для проводимости $\sigma = 1/\rho = e^2 N\tau/m^*$ (τ — время свободного пробега, N — концентрация и m^* — эффективная масса электронов). Квантовые поправки заключаются в том, что учитывается влияние интерференции электронных волн, сопутствующих движению электронов проводимости. При включении поля H интерференционные эффекты "подавляются", что приводит к возникновению отрицательного магнитосопротивления. Механизм "квантовых поправок" рассматривается обычно в металлах [29, 30].

4) Механизм "делокализации" электронов с уровня Ферми магнитным полем H . В полупроводниках с большой концентрацией электронов проводимости (в случае ферритов таковым является магнетит [32]) возможен еще один механизм изотропного магнитосопротивления [33]. Он состоит в том, что поле H увеличивает или уменьшает в зависимости от направления спина электрона μ_B энергию Ферми на величину $\pm\mu_B H$ и проводимость будет выражаться $\sigma(E \pm \mu_B H)$. Разлагая в ряд эту функцию, получим добавку к проводимости, вызванную действием H (т.е. отрицательное изотропное магнитосопротивление за счет "делокализации" электронов полем H с уровня Ферми) $\Delta\sigma = 1/2\sigma''(E)(\mu_B H)^2$. Согласно [33] эта формула применима как к обычной проводимости, так и к перескоковой. Однако для получения заметной величины $\Delta\sigma$ требуются очень большие магнитные поля.

Таким образом, ни один из четырех перечисленных механизмов магнитосопротивления не пригоден для объяснения второй компоненты изотропного отрицательного магнитосопротивления в ферритах-шпинелях.

6. Интерпретация второй компоненты изотропного отрицательного магнитосопротивления в ферритах-шпинелях на основе модели "магнитоэлектронной подрешетки"

В работе [34] для объяснения аномалий намагниченности, магнитокалорического эффекта и магнитосопротивления в магнетите в области низкотемпературного превращения ($T_i = 100$ — 120 К) была предложена модель "магнитоэлектронной подрешетки". В данном разделе мы показываем, что с помощью этой модели можно

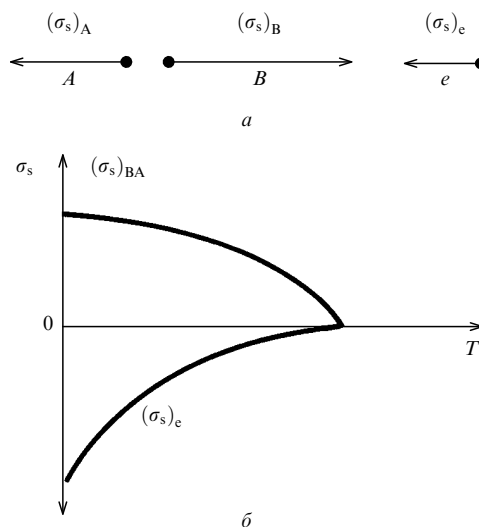


Рис. 12. К объяснению модели "магнитоэлектронной подрешетки": A — тетраэдрическая, B — октаэдрическая и e — магнитоэлектронная подрешетка и феррита-шпинели; $(\sigma_s)_{BA}$ — результирующая (ферри-магнитная) спонтанная намагниченность феррита

интерпретировать происхождение второй компоненты изотропного отрицательного магнитосопротивления в ферритах-шпинелях. Ниже приводятся некоторые дополнительные сведения о модели "магнитоэлектронной подрешетки" применительно для указанной цели.

На рис. 12, a согласно [34] показана магнитная структура феррита-шпинели, где $(\sigma_s)_e$ намагниченность магнитоэлектронной подрешетки (далее подрешетки "e"). В этой подрешетке "сосредоточены" перескоковые электроны (электроны, мигрирующие между катионами Fe^{2+} и Fe^{3+} , находящиеся в октаэдрах шпинельной решетки феррита; они являются электронами проводимости). Магнитное упорядочение этих электронов в подрешетке "e" осуществляется под действием эффективного обменного поля со стороны магнитных катионов (обменным взаимодействием перескоковых электронов внутри подрешетки "e" пренебрегается, так как оно очень мало):

$$(H_{\text{eff, ex}})_{BA} = -\gamma_{Sd}(\sigma_s)_{BA}.$$

Здесь γ_{Sd} — параметр обменного взаимодействия Вонсовского [37, 38] между перескоковыми электронами и магнитными катионами, $(\sigma_s)_{BA}$ — результирующая (ферримагнитная) намагниченность феррита. Параметр γ_{Sd} имеет отрицательный знак в ферритах, т.е. указанное взаимодействие является антиферромагнитным.

Магнитная структура, изображенная на рис. 12, a , формально похожа на трехподрешеточную структуру редкоземельного (РЗ) феррита-граната. В ней также магнитное упорядочение создается эффективным обменным полем, действующим со стороны катионов железа феррита-граната; оно имеет отрицательный знак, т.е. носит антиферромагнитный характер. Это поле при низких температурах создает в РЗ подрешетке дальний магнитный порядок. Однако при некоторой температуре $T = T_i$ изменение дальнего порядка претерпевает резкие изменения, возникает низкотемпературная точка Кюри РЗ подрешетки [39]. Это происходит тогда, когда энергия теплового движения kT_i сравняется с энергией обменного

взаимодействия катионов Fe и редкой земли [39–42]. Но так как при температурах $T > T_l$ поле $(H_{\text{eff,ex}})_{\text{BA}}$ продолжает действовать, то частично сохраняется и магнитный порядок. Кривая $(\sigma_s)(T)$ приобретает характер "хвоста" (т.е. имеет асимптотический характер), часто наблюдаемого в магнитоупорядоченных веществах в области температур выше точки Кюри. Такая кривая чувствительна к действию сравнительно небольших внешних полей H , т.е. возникает большой парапроцесс в РЗ подрешетке. Причем интенсивность его больше вблизи температуры T_h , и она уменьшается по мере повышения температуры ($T > T_l$).

Аналогичная ситуация возникает в подрешетке "е". На рис. 12, б схематически показана асимптотическая зависимость $(\sigma_s)_e$ от T . При приложении внешнего поля H в ней также возникает парапроцесс, при этом при низких температурах более интенсивный, чем при более высоких температурах. Однако механизмы парапроцесса в РЗ подрешетке и подрешетке "е" различны по своим физическим последствиям. В первой из них намагниченности парапроцесса сопутствует некоторое смещение РЗ катионов из узлов кристаллической решетки, т.е. возникает обменная магнитострикция. Во втором случае намагниченности парапроцесса (т.е. переворачиванию спина перескокового электрона вдоль поля H (см. рис. 12, а)) сопутствует возрастание кинетической энергии электрона, в результате чего возникает делокализация этого перескокового электрона. Данный парапроцесс можно назвать "магнитоэлектронным".

Причина локализации перескоковых электронов в подрешетке "е" — действие отрицательного $s-d$ -обмена между магнитным катионом и указанным электроном. Следует отметить, что такая локализация невозможна, если бы действовало положительное $s-d$ -обменное взаимодействие. Это вытекает из следующих общих соображений.

В отличие от ферромагнетиков, в антиферромагнетиках (в том числе нескомпенсированных антиферромагнетиках, каковыми являются ферриты) движение перескокового электрона происходит с периодическим переворотом его спина (чего в ферромагнетике нет), на что требуется дополнительная энергия активации. Это уменьшает подвижность электрона в пределе при достаточной величине $s-d$ -обмена, действующего между перескоковыми электронами и катионами железа, приводит к его локализации в подрешетке "е".

Отметим, однако, важное отличие механизма локализации электронов на антиферромагнитной структуре, рассмотренного в работах [35, 36] в широкозонных полупроводниках и механизма локализации электронов в ферритах. В первом случае локализация приводит к образованию магнитополяронных состояний ("ферронов" [35]), так как действие электронов проводимости на магнитные катионы этого полупроводника очень велико. В случае ферритов оно очень мало и, наоборот, действие катионов железа на перескоковые электроны очень большое, что и приводит к возникновению подрешетки "е".

Очевидно, что возникновение второй компоненты изотропного отрицательного магнитосопротивления есть прямой результат проявления в ферритах-шпинелях "магнитоэлектронного" парапроцесса. Чем больше поле H , тем больше делокализуется электронов из подрешетки "е" и тем больше вклад этих электронов в

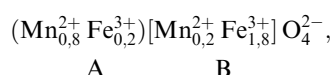
изотропное отрицательное магнитосопротивление. Так как число локализованных электронов при низких температурах велико, то и число делокализованных полем H электронов будет велико, поэтому при низких температурах отрицательное магнитосопротивление второй компоненты будет здесь очень большое. Сильное H приводит к "истощению" локализованных электронов в подрешетке "е". Этим объясняется возникновение тенденции к насыщению на изотермах $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$, снятых при низких температурах (см. рис. 3–5).

Отметим, что "электронный" парапроцесс в ферритах может и не сопровождаться делокализацией электронов из подрешетки "е". Переворачивание спинов электронов полем H будет вызывать парапроцесс антиферромагнитного типа, которому сопутствует изотропное положительное магнитосопротивление. Как показано в работе [34], такой "электронный" парапроцесс проявляется в магнетите в низких температурах (наряду с "электронным" парапроцессом, сопровождающимся делокализацией электронов). Реализация того или иного вида "электронного" парапроцесса зависит от соотношения величин $(H_{\text{eff,ex}})_{\text{BA}}$ электронфононного взаимодействия в исследуемом феррите и величины прилаемого поля H .

7. Другие опытные факты, косвенно подтверждающие модель "магнитоэлектронной подрешетки"

В разделе 6 мы видели, что характер проявления второй компоненты изотропного отрицательного магнитосопротивления в ферритах можно объяснить исходя из представления о "магнитоэлектронной подрешетке". В ферритах-шпинелях, однако, существуют аномалии других физических свойств, которые можно объяснить на основе модели "магнитоэлектронной подрешетки".

а) Аномалия ("занижение") величин магнитных моментов насыщения при 0 К. Эта аномалия ярко проявляется в феррите марганца MnFe_2O_4 . В данном феррите имеется смешанное катионное распределение



Такое сложное катионное распределение объясняется тем, что электронные конфигурации и радиусы катионов $\text{Mn}^{2+}(3d^5)$ и $\text{Fe}^{3+}(3d^5)$ близки друг к другу и поэтому могут перемещаться по А- и В-позициям. Поскольку эти катионы обладают одинаковыми магнитными моментами ($5\mu_B$), то изменение распределения их по А- и В-позициям не сказывается на магнитном моменте насыщения феррита n_0 при 0 К (т.е. на формульную единицу MnFe_2O_4):

$$n_0 = 10\mu_B(\text{B}) - 5\mu_B(\text{A}) = 5\mu_B.$$

Однако более 30 лет назад было обнаружено, что измеренные значения n_0 занижены и лежат в пределах 4,4–4,8 μ_B . Это было установлено как нейтронографическим методом [24], так и непосредственным измерением намагниченности насыщения, экстраполированной к 0 К [43–46]. Все это явилось предметом длительной дискуссии между французскими и голландскими физиками.

В свое время было указано на несколько причин такого расхождения. В [45] было сделано предположение

о том, что часть катионов Mn^{2+} в В-позициях, возможно, переходит в $Mn^{3+}(3d^4)$. Но это считается мало вероятным. В [47, 48] утверждается, что заниженное значение n_0 обусловлено присутствием в В-позициях феррита $MnFe_2O_4$ в небольшом количестве катионов $Fe^{2+}(3d^6)$. Но и это не проясняет данную проблему, так как катионы Fe^{2+} в В-позициях находятся в триплетном орбитальном состоянии и в этом случае к спиновому магнитному моменту $4\mu_B$ добавляется незамороженная часть орбитального момента величиной $\sim 1\mu_B$, т.е. Fe^{2+} в позициях имеет момент порядка $5\mu_B$.

Наконец, некоторые авторы полагают, что в $MnFe_2O_4$ в области низких температур в В-позициях возникает некоторая неколлинеарность расположения магнитных моментов катионов. Но это не подтверждается нейтронографическим [24, 49], мёссбауэровским [50] методами и измерениями намагниченности насыщения [23, 51].

Таким образом, вопрос об объяснении аномального (заниженного) значения n_0 в $MnFe_2O_4$ до сих пор остается открытым.

Мы предлагаем новое объяснение заниженного значения n_0 в $MnFe_2O_4$. Как мы видели в разделе 6, спины перескоковых электронов под влиянием $(H_{eff,ex})_{BA}$ ориентируются противоположно намагниченности $(\sigma_s)_{BA}$, что вызывает занижение намагниченности, т.е. образование "магнитоэлектронной подрешетки" в феррите $MnFe_2O_4$ приводит к аномальным значениям n_0 в данном феррите. Это влияние магнитоэлектронной подрешетки на n_0 существует в магнетите [34] и других ферритах-шпинелях. В связи с этим заметим, что в работе Вонсовского и Власова [52] дробность атомных магнитных моментов Fe, Co и Ni также объясняется вкладом в значение n_0 магнитных спиновых моментов s-электронов, т.е. электронов проводимости.

б) *К проблеме низкой подвижности электронов проводимости в ферритах.* Характерной особенностью ферритов как магнитных полупроводников является крайне низкая подвижность в них электронов проводимости (перескоковых электронов). Измеряемые подвижности как холловская, так и дрейфовая, обычно не достигают $1 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, что в десятки тысяч раз меньше, чем в технических полупроводниках. Несмотря на большое число предпринятых исследований, вопрос о том, в чем кроется причина этого явления, до сих пор не получил адекватного разрешения. В ряде теоретических работ малые значения подвижности носителей тока в ферритах и других оксидах с 3d-катионами объяснялось существованием в этих веществах сильного электрон-фононного взаимодействия, которое приводит к возникновению поляронов малого радиуса [56]. Однако такое объяснение, как свидетельствуют экспериментальные данные [57–59], не всегда оправдывается.

Нагаев [60] в 1971 г. теоретически показал, что малые значения подвижности носителей тока в 3d-соединениях обусловлены взаимодействием электронов проводимости не столько с фононами, сколько со спинами 3d-катионов. Основываясь на "модели магнитоэлектронной подрешетки", мы пришли к тому же выводу. Низкая подвижность перескоковых электронов в феррите объясняется их локализацией отрицательным s – d-обменом в "е" подрешетке и это может служить косвенным подтверждением существования "магнитоэлектронной подрешетки" в ферритах.

8. Магнитосопротивление ферритов при магнитных фазовых переходах

В ферритах по сравнению с ферромагнетиками наблюдается обилие различных магнитных фазовых переходов. Помимо фазового перехода типа магнитный порядок — беспорядок (точки Кюри) возникают переходы магнитный порядок — порядок. Различают следующие виды переходов типа порядок — порядок [54].

1) При определенных температурах в некоторых ферритах происходит изменение знака первой константы магнитной анизотропии K_1 , что приводит к переориентации вектора I_s в кристалле из одного направления легкого намагничивания в другое (спонтанный ориентационный переход). Этому переходу сопутствует резкое изменение физических свойств, в том числе магнитосопротивления.

2) В ферритах, особенно смешанных, в силу различия величин междоузельного и доузельного обменных взаимодействий часто возникает неколлинеарное расположение магнитных моментов подрешеток. При приложении $H = H_{cr}$ происходит разрушение этой неколлинеарной структуры, т.е. возникает индуцированный полем H_{cr} переход ориентационного типа. Этому переходу сопутствует резкое изменение магнитосопротивления.

3) Характер изменения намагниченности и сопутствующих физических эффектов, в том числе изотропного магнитосопротивления (первой ее компоненты), при температуре магнитной компенсации θ_k таков, что последнюю можно считать температурой фазового перехода (в присутствии поля H) ориентационного типа [22]. При переходе θ_k происходят существенные изменения магнитосопротивления (см. подробнее об этом далее).

Рассмотрим вначале особенности проявления магнитосопротивления в ферритах-шпинелях в области их точки Кюри. Как следует из рис. 7, где даны кривые $(\Delta\rho/\rho)_{||}(T)$, для феррита-шпинели марганца в области точки Кюри T_C наблюдается максимум отрицательного магнитосопротивления. Приблизительно такой же величины максимум наблюдается и для эффекта $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$. Это изотропное отрицательное магнитосопротивление обусловлено механизмом рассеяния электронов проводимости на меняющемся магнитном порядке катионов вследствие сильного парапроцесса в области T_C . Однако в отличие от обычного ферромагнетика (однодоузельного) в феррите, в общем случае, изотропное отрицательное магнитосопротивление (первой компоненты), измеряемое в T_C , формируется из двух вкладов. Первый соответствует рассеянию электронов проводимости на магнитных моментах катионов подрешетки, вектор намагниченности которой совпадает с направлением H и ему сопутствует изотропное отрицательное магнитосопротивление, а в другой подрешетке, вектор намагниченности которой направлен антипараллельно H , возникает положительное изотропное магнитосопротивление. Компенсации магнитосопротивлений в T_C феррита обычно не происходит, так как подрешетки дают разные вклады в электропроводность феррита. В большинстве случаев бóльший вклад в электропроводность феррита вносит октаэдрическая подрешетка, так как в ней присутствуют разновалентные катионы Fe^{2+} и Fe^{3+} .

Измерения показали, что в точках Кюри ферритов возникают небольшие максимумы отрицательного маг-

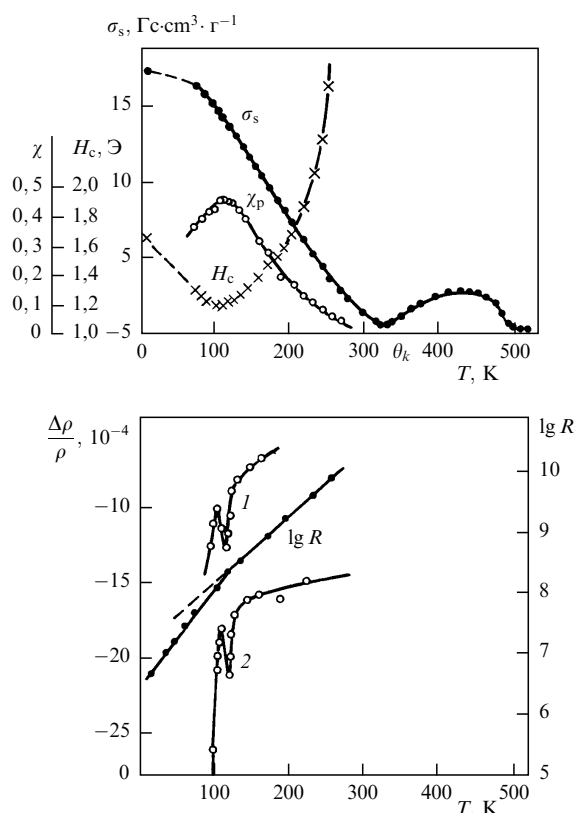


Рис. 13. Температурные зависимости магнитосопротивления: $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ (1) и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ (2) в области низкотемпературной точки Кюри феррита $\text{Li}_2\text{O} \cdot 2,5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 2,5\text{Sr}_2\text{O}_3$ (внизу). На рисунке показаны также температурные зависимости сопротивления $\lg R$, удельной намагниченности σ_s , восприимчивости парапроцесса χ_p и коэрцитивной силы H_c

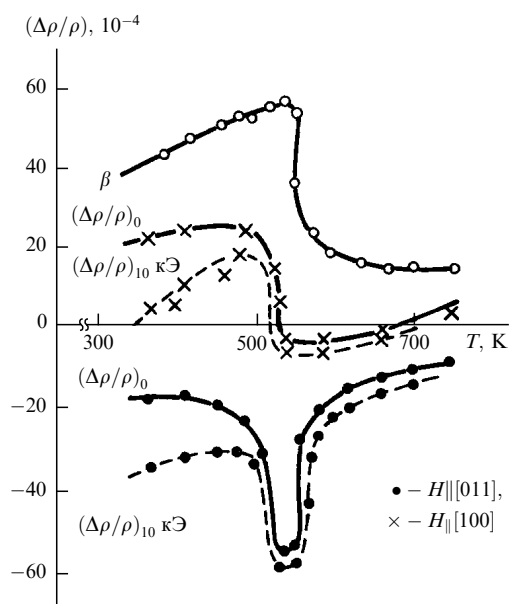


Рис. 14. Температурные зависимости $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}$ и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$ ($H = 10 \text{ кЭ}$) и фактора β монокристалла $\text{Co}_{0,94}\text{Fe}_{0,06}\text{O}_4$

нитосопротивления примерно такой же величины, как и в Ni. Так, в работе [61] в поле $H = 10^3 \text{ Э}$ для никель-цинкового феррита в T_C была получена величина $(\Delta\rho/\rho)_{T_C} \sim 0,2\%$. Примерно такие же значения $(\Delta\rho/\rho)_{T_C}$ были получены для феррита марганца [6].

Заметим, что в феррите-гранате $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, допированного катионами Si^{4+} (для создания в октаэдрической подрешетке катионов Fe^{2+}), вследствие того, что вектор намагниченности этой подрешетки ориентируется антипараллельно \mathbf{H} , возникает в T_C положительное, изотропное магнитосопротивление [58].

В связи с исследованием магнитосопротивления в точке Кюри ферритов следует отметить еще один интересный экспериментальный факт, который был наблюден в ферритах, обладающих точкой магнитной компенсации θ_k . В этих ферритах сильный парапроцесс проявляется не только вблизи T_C , но и в области низких температур (при $T < \theta_k$), при этом восприимчивость парапроцесса χ_p , магнитокалорический эффект и четные магнитные эффекты, в том числе и магнитосопротивление [26], при определенной температуре T_l достигают максимумов. Вид этих максимумов сходен с максимумами указанных свойств в обычной точке Кюри, поэтому температуру T_l можно назвать низкотемпературной точкой Кюри феррита. Появление ее связано с тем, что в данных ферритах существуют подрешетки с ослабленными обменными взаимодействиями и в них магнитное разупорядочение происходит уже при низких температурах [22].

В работе [26], однако, было установлено, что характер температурной зависимости изотропного отрицательного магнитосопротивления (имеется в виду первая компонента ее) в области T_l отличается от вида этой зависимости в T_C (рис. 13). Отличие состоит в том, что в области T_l "левые" (низкотемпературные) ветви кривых $(\Delta\rho/\rho)_{\parallel}(T)$ и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}(T)$ резко спадают (почти вертикально) вниз. Это связано с тем, что на магнитосопротивление, обусловленное парапроцессом накладывается экспоненциально спадающая вторая компонента отрицательного магнитосопротивления.

Рассмотрим далее проявления магнитосопротивления при магнитоориентационных (или спин-переориентационных, как часто их называют) переходах.

На рис. 14 приведены данные измерений Свириной [62] магнитосопротивления на монокристалле феррита $\text{Co}_{0,94}\text{Fe}_{0,06}\text{O}_4$, в котором переход спиновой переориентации, обусловленный изменением константы анизотропии K_1 , происходит при $T_{cr} \approx 510 \text{ К}$. Видно, что на эту температуру приходится максимумы магнитосопротивления положительного и отрицательного знака в зависимости от того, в каком направлении кристалла измерено это магнитосопротивление, т.е. при переходе T_{cr} возникает анизотропное магнитосопротивление (ориентационный эффект).

На рис. 14, помимо магнитосопротивлений, измеренных в поле H , отложены значения $(\Delta\rho/\rho)_0(H)$, экстраполированные к нулевому полю с целью отделения изотропных составляющих магнитосопротивления, т.е. для получения в чистом виде ориентационного магнитосопротивления $(\Delta\rho/\rho)_0$. На этом же рисунке приведена кривая фактора анизотропии ориентационного магнитосопротивления:

$$\beta = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} \right)_{\mathbf{H} \parallel [100]} - \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} \right)_{\mathbf{H} \parallel [110]}.$$

Видно, что и величина β в области T_{op} также испытывает резкие изменения.

Микроскопическая природа ориентационного магнитосопротивления состоит в том, что при вращениях вектора I_s происходит существенное изменение энергетического спектра электронов проводимости в ферритах. Этот же вывод следует из исследования магнитооптических эффектов. В работах [63, 64] были обнаружены и исследованы так называемые интенсивностные магнитооптические эффекты отражения, сопутствующие переориентации вектора I_s .

В ряде теоретических работ [65–67] делались попытки построить микроскопическую теорию ориентационного магнитосопротивления в металлических ферромагнетиках. Однако до сих пор не существует достаточно разработанной теории этого явления. Для магнитных полупроводников, в том числе для ферритов, каких-либо соображений о микроскопической природе ориентационного магнитосопротивления нет.

Рассмотрим изменения магнитосопротивления в области точки магнитной компенсации θ_k феррита. Как было показано в ряде работ (см. в [22]) при наличии поля H , точка компенсации θ_k является точкой магнитного фазового перехода типа порядок — порядок.

На рис. 15 приведены результаты измерений [26, 27, 68] изотропного магнитосопротивления (т.е. в полях H выше технического насыщения H_s) в феррите-хромите лития $\text{Li}_2\text{O} \cdot 2,5 \text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 2,5 \text{Cr}_2\text{O}_3$ в области точки θ_k . Вблизи θ_k происходит изменение знака изотропного магнитосопротивления с отрицательного на положительный. Аналогичные изменения знака магнитосопротивления были наблюдаемы в металлическом ферримангнетике MnGe_2 [70].

В теоретической работе [69] этот факт был интерпретирован с феноменологических позиций. Согласно этим авторам гальваномагнитные свойства в ферри- и антиферромагнетиках определяются двумя векторами: вектором ферромагнетизма $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ (где \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 — намагниченности подрешеток) и вектором антиферромагнетизма $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$, т.е. в этих веществах существует два гальваномагнитных эффекта с противоположными знаками: один из них соответствует вектору \mathbf{M} , а другой — \mathbf{L} . В точке θ_k вектор \mathbf{M} исчезает, но остается вектор \mathbf{L} , что и было наблюдаемо в сплаве MnGe_2 (при переходе θ_k магнитосопротивление и э.д.с. Холла изменяли знаки).

В работах [22, 68] изменению знака магнитосопротивления при переходе θ_k в ферритах-хромитах лития дана интерпретация на основе модельных представлений. Она заключается в следующем. В области температур $T < \theta_k$, где ответственна за намагниченность феррита октаэдрическая подрешетка, обладающая большим низкотемпературным парапроцессом, внешнее поле H будет создавать упорядочение магнитных моментов катионов, что приведет к отрицательному магнитосопротивлению. В области $T > \theta_k$ намагниченность этой подрешетки изменит свое направление по отношению к H на противоположное и в ней возникает парапроцесс антиферромагнитного типа ("переворачивание" магнитных моментов катионов). Это приведет к увеличению рассеяния носителей тока, т.е. к положительному магнитосопротивлению.

В работе [27] было наблюено смещение температуры, при которой происходит изменение знака магнитосопротивления ("точка компенсации" магнитосопротивления) относительно магнитной точки компенсации

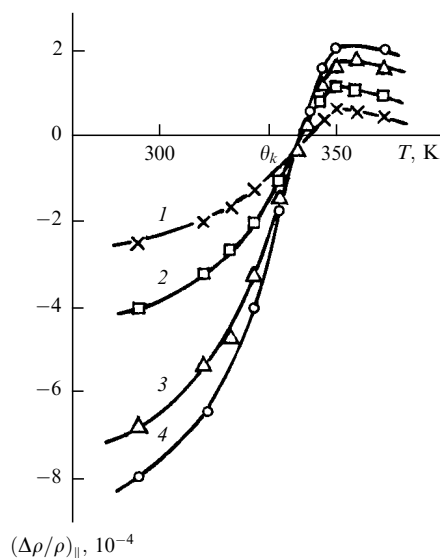


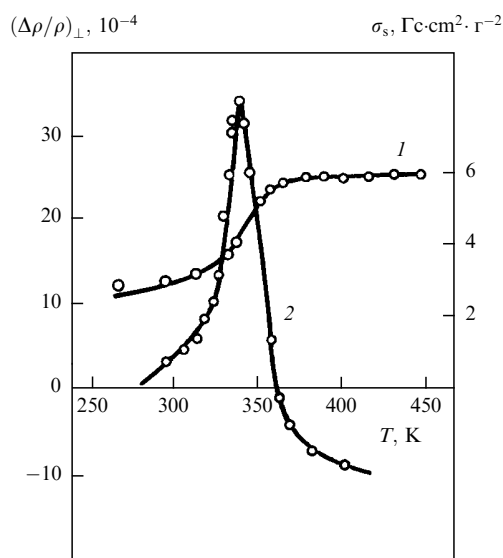
Рис. 15. Изменение знака изотропного магнитосопротивления в области θ_k в феррите $\text{Li}_2\text{O} \cdot 2,5 \text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 2,5 \text{Cr}_2\text{O}_3$: 1 — 2260, 2 — 4500, 3 — 9030, 4 — 1170 Э

θ_k в феррите $\text{Li}_2\text{O} \cdot 2,5 \text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 2,5 \text{Cr}_2\text{O}_3$ (см. рис. 15). Это связано с тем, что на магнитосопротивление, обусловленное парапроцессом, накладывается большое, экспоненциально спадающее отрицательное магнитосопротивление (вторая компонента изотропного магнитосопротивления).

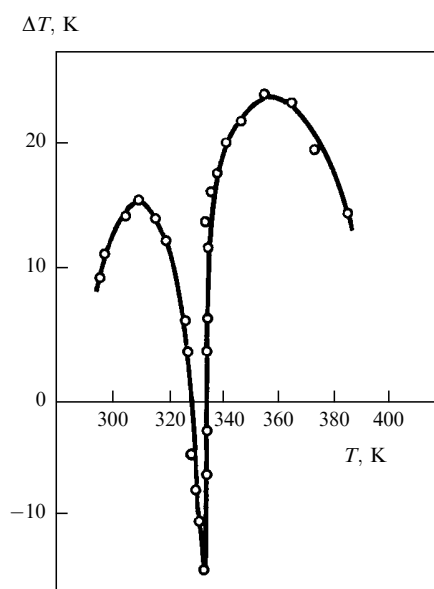
Далее отметим, что в феррите MnFe_2O_4 были наблюдаемы нарушения в монотонности температурной зависимости второй компоненты магнитосопротивления [13, 14, 21]. На рис. 8 видно, что на температуры ~ 200 и ~ 150 – 140 К приходятся небольшие, зависящие от поля H , "размытые" максимумы отрицательного изотропного магнитосопротивления. При этих температурах были наблюдаемы изломы на кривых $\lg \rho(1/T)$ и небольших максимумах восприимчивости парапроцесса χ_p .

В работах [13, 14] было высказано предположение о том, что при указанных температурах происходят фазовые переходы, связанные с образованием пар катионов в октаэдрах $\text{Mn}_B^{2+} - \text{Mn}_B^{2+}$ и $\text{Fe}_B^{3+} - \text{Fe}_B^{3+}$, в результате возникающего прямого обмена между ними. Согласно Гуденафу [74], этот прямой обмен возникает при достижении определенных, критических значений расстояния между катионами $\text{Mn}_B^{2+} - \text{Mn}_B^{2+}$ и $\text{Fe}_B^{3+} - \text{Fe}_B^{3+}$ в октаэдрической подрешетке феррита. При этом образование этих пар катион — катион по Гуденафу должно сопровождаться небольшой дополнительной локализацией электронов проводимости в ковалентных связях катионов. При приложении поля H должна, в свою очередь, происходить делокализация этих электронов, что, по-видимому, является причиной возникновения на рис. 8 размытых максимумов отрицательного магнитосопротивления.

Как следует из рис. 11, нарушения в монотонной температурной зависимости изотропного магнитосопротивления (второй ее компоненты) просматривается и в ферритах-хромитах. В магнетите это нарушение выражается в сильном возрастании изотропного отрицательного магнитосопротивления [34] при приближении к низкотемпературному превращению $T_1 = 100$ – 120 К (на рис. 11 это возрастание не показано).



a



б

Рис. 16. а — Температурные зависимости намагниченности насыщения σ_s — (1) ($H = 100$ Э) и поперечного магнитосопротивления (2) ($H = 10$ кЭ). б — Зависимость магнитокалорического эффекта ($H = 10$ кЭ) от температуры для поликристаллического феррита CuFe_2O_4

В обзоре [34] это превращение в магнетите было интерпретировано как возникновение "магнитоэлектронного" фазового перехода, наведенного действием $(H''_{\text{eff, ex}})_{\text{BA}}$. Возможно, что и наблюдаемые в феррите марганца и ферритах-хромитах нарушения в монотонности изотропного отрицательного магнитосопротивления, наблюдаемые в низких температурах, имеют ту же природу, что и низкотемпературное превращение в магнетите.

Вопрос о происхождении нарушений монотонной температурной зависимости изотропного отрицательного магнитосопротивления в ферритах в области низких температур тем не менее требует дополнительных исследований.

В связи с изложенным отметим еще один интересный экспериментальный результат, полученный в [71–73] при исследовании медного феррита CuFe_2O_4 . В области температур 330–340 К (точка Кюри этого феррита $T_C \cong 720$ К) был обнаружен острый пик положительного изотропного магнитосопротивления (рис. 16, а), пик отрицательного магнитокалорического эффекта (рис. 16, б), а также скачок намагниченности насыщения (на рис. 16, а кривая, 1). Характер проявления в феррите CuFe_2O_4 при температурах 330–340 К перечисленных эффектов такой же, как и проявление этих эффектов в магнетите в области низкотемпературного превращения ($T_i = 100$ –120 К). Положительный знак магнитосопротивления, отрицательный знак магнитокалорического эффекта и скачок намагниченностей насыщения в феррите CuFe_2O_4 в области 30–340 К находят качественное объяснение на основе модели "магнитоэлектронной подрешетки", как это было сделано в случае магнетита для $T_i = 100$ –120 К. Из этого следует, что в феррите CuFe_2O_4 при 330–340 К, по-видимому, происходит магнитоэлектронный фазовый переход, аналогичный переходу T_i в магнетите.

9. Заключение

Несмотря на то, что ферриты были открыты давно и получили широкое применение в разных областях техники, многие их свойства до сих пор остаются мало исследованными. Это в первую очередь относится к их кинетическим эффектам и, в частности, к эффекту магнитосопротивления.

В настоящей обзорной статье систематизирован и проанализирован экспериментальный материал по измерению температурных и полевых зависимостей магнитосопротивления в различных ферритах-шпинелях, полученные автором данной статьи и его сотрудниками, а также имеющиеся по этому вопросу сведения в литературе. Показано, что в магнитных полях выше технического насыщения в ферритах при температурах ниже точки Кюри, имеются две компоненты изотропного магнитосопротивления. Первая из них вызвана обычным механизмом магнитосопротивления — рассеянием электронов проводимости на изменяющемся магнитном порядке, вызванного внешним магнитным полем (парапроцессом). Эта компонента обуславливает возникновение, как и в обычных ферромагнетиках, максимум отрицательного магнитосопротивления в точке Кюри и по мере удаления от нее в сторону низких температур, она монотонно уменьшается в соответствии с уменьшением парапроцесса.

Вторая компонента отрицательного изотропного магнитосопротивления, наоборот, сильно возрастает (по экспоненте) при удалении от точки Кюри в сторону низких температур.

При комнатных температурах и ниже их, вторая компонента изотропного магнитосопротивления перекрывает положительную продольную и отрицательную поперечную составляющие магнитосопротивления, сопутствующие процессам вращения и смещения доменных границ (ориентационные магнитосопротивления). Поэтому в указанных ферритах, как правило, наблюдаются, по сравнению с обычными ферромагнетиками (например, никелем), аномальные полевые зависимости эффектов $(\Delta\rho/\rho)_{||}$ и $(\Delta\rho/\rho)_{\perp}$; они имеют одинако-

вые (отрицательные) знаки и близкие друг другу величины.

Дано объяснение природы второй компоненты отрицательного магнитосопротивления на основе модели "магнитоэлектронной подрешетки", предложенной автором настоящей обзорной статьи в работе [34]. Согласно этой модели, перескоковые электроны находятся в магнито локализованном состоянии (действие $(H_{\text{eff, ex}})_{\text{BA}}$). При приложении внешнего магнитного поля H происходит делокализация этих электронов ("электронный парапроцесс"), что и вызывает появление второй компоненты отрицательного изотропного магнитосопротивления. Данная делокализация происходит также при изменении температуры, при этом тем сильнее, чем выше температура, что приводит к экспоненциальной зависимости второй компоненты отрицательного магнитосопротивления от температуры.

На основе представления о "магнитоэлектронной подрешетке" и магнито локализованных состояниях перескоковых электронов проводимости дается объяснение аномалии ("занижения") величин магнитных моментов при 0 К в феррите марганца и существования низкой подвижности носителей тока в ферритах.

В обзоре рассмотрены аномалии магнитосопротивления в ферритах при магнитных фазовых переходах типа порядок — беспорядок и порядок — порядок.

Результаты исследования магнитосопротивления в ферритах представляли значительный интерес, так как проявления эффектов магнитосопротивления в них доставляют сведения об электронных процессах, которые мало изучены в этих практически важных материалах.

Список литературы

- Вонсовский С.В. *Магнетизм* (М.: Наука, 1971).
- Метфессель З., Маттис Д. *Магнитные полупроводники* (М.: Мир, 1972).
- Акулов Н.С. *Ферромагнетизм* (М.: Наука, 1939).
- Белов К.П. *Вестн. Моск. ун-в. Сер.3. Физика и астроном.* **34** (1), 6 (1993).
- Ведерников Н.Ф., Звездин А.К., Левитин Р.З., Попов А.И. *ЖЭТФ* **93** (6 (12)), 2161 (1987).
- Белов К.П., Талалаева Е.В. *ЖЭТФ*, **33** (6 (12)), 1517 (1957).
- Белов К.П., Попова А.А., Талалаева Е.В. *Кристаллография* **3** (6), 733 (1958).
- Белов К.П., Никитин С.А. *Кристаллография* **5** (5), 726 (1960).
- Залесский А.В. *Анизотропия изменения электросопротивления при намагничивании монокристаллов ферритов со структурой шпинели*. Канд. дисс. (М.: Ин-т кристаллографии АН СССР, 1962).
- Залесский А.В. *Кристаллография* **7** (2), 321 (1962).
- Залесский А.В. *Кристаллография* **6** (2), 231 (1961).
- Королева Л.И. *ФММ* **22** (4), 574 (1966); *Анизотропия парапроцесса гексагональных ферритов*. Канд. дисс. (М.: МГУ, 1968).
- Белов К.П., Горяга А.Н. *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика и астроном.* **24** (6), 56 (1983).
- Белов К.П., Горяга А.Н. *ФТТ* **25** (3), 950 (1983).
- Грабовский М.А. *Изв. АН СССР. Сер. геофиз.* (11) (6), 71 (1951).
- Комар А.П., Ключин В.В. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* (18), 40 (1954).
- Смольков Н.А. *ФММ* **2** (1), 10 (1956).
- Parker R. *Proc. Phys. Soc. B* **4** (2), 249 (1957).
- Самохвалов А.А., Факидов И.Г. *ФММ* **4** (2), 249 (1957).
- Schröder H. *Naturwissenschaften*. **47** (8), 175 (1960).
- Белов К.П., Никитин С.А. *Кристаллография* **5** (5), 726 (1960).
- Белов К.П. *Ферриты в сильных магнитных полях*. (М.: Наука, 1972).
- Белов К.П., Никитин С.А. *ФММ* **9**, 470 (1960).
- Hastings J., Corliss L. *Phys. Rev.* **104**, 328 (1956).
- Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. *Электронные процессы в сильно легированных полупроводниках* (М.: Наука, 1979).
- Горяга А.Н., Линь Чжан-да *ЖЭТФ* **40**, 696 (1961).
- Белов К.П., Горяга А.Н. и др. *ЖЭТФ* **38** (6), 1941 (1960).
- Вонсовский С.В. *ЖТФ* **18** (2), 143 (1948); *Современное учение о магнетизме* (М.: Наука, 1952).
- Абрикосов А.А. *Основы теории металлов* (М.: Наука, 1987).
- Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г. и др. *ЖЭТФ* **81** (2 (8)), 768 (1981).
- Кульбачинский В.А., Кадушкин В.И. и др. *ФТТ* **35** (7), 1763 (1993).
- Самохвалов А.А., Рустамов А.Г. *ФТТ* **7** (7) 1198 (1965).
- Мотт Н., Дэвис Э. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М.: Мир, 1974), с. 192.
- Белов К.П. *УФН* **163** (5), 53 (1993).
- Нагаев Э.Л. *Письма ЖЭТФ* **6**, 487 (1967); *ЖЭТФ* **54**, 484 (1968).
- Нагаев Э.Л. *Физика магнитных полупроводников* (М.: Наука, 1979).
- Вонсовский С.В. *ЖЭТФ* **16**, 981 (1946).
- Вонсовский С.В. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **11**, 617 (1947).
- Белов К.П. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* (11), 1320 (1961).
- Belov K.P., Nikitin S.A. *Phys. Stat. Sol.* **12**, 453 (1965).
- Белов К.П., Шляхина Л.П. *ФТТ* **11** (4), 975 (1969).
- Белов К.П., Никитин С.А. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **34** (5), 957 (1970).
- Guillaud C. *J. Phys. et Radium* **12**, 239 (1951).
- Pauthenet R. *Ann. de Phys. (Paris)* **7**, 710 (1952).
- Гортер Е.В. *УФН* **47** (2), 274 (1955).
- Eschenfelder A.H. *J. Appl. Phys.* **29** (3), 378 (1958).
- Крупичка С., Завета К. *Чех. физ. ж.* **9** (3), 327 (1959).
- Броз А., Крупичка С., Завета К. *Чех. физ. ж.* **9** (4), 481 (1959).
- Sakurai J., Shinio T. *J. Phys. Soc. Japan* **23**, 1426 (1967).
- Sawatzky C.A., van der Wonde F., Morrich A.H. *Phys. Rev.* **187**, 747 (1969).
- Jacobs L.S. *J. Phys. Chem. Sol.* **15**, 54 (1960).
- Вонсовский С.В., Власов К.Б. *ЖЭТФ* **25** (3 (9)), 327 (1953).
- Белов К.П., Третьяков Ю.Д., Королева Л.И. *Магнитные полупроводники, халькогенидные шпинели* (М.: Изд-во Моск. ун-та, 1981).
- Белов К.П., Кадомцева А.М., Звездин А.К., Левитин Р.З. *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках* (М.: Наука, 1979).
- Динамические и кинетические свойства магнетиков* (Под ред. Вонсовского С.В., Турова Е.А.) (М.: Наука, 1986).
- Клингер М.И. *ДАН СССР* **183**, 310 (1968).
- Самохвалов А.А. В кн. *Некоторые вопросы магнетизма и прочности тел*. (Свердловск, 1968), т. 96, с. 21.
- Макаров В.В. *Кинетические явления в окислах переходных металлов*. Автореф. канд. дисс. (Л., 1974).
- Котельникова А.И. *Исследование механизма электропроводности монокристаллов ферритов*. Автореф. канд. дисс. (Свердловск, 1978).
- Нагаев Э.Л. *ФТТ* **13** (4), 1163 (1971).
- Горяга А.Н., Королева Л.И. *Вестн. Моск. ун-та.* (3), 97 (1959).
- Свирина Е.П. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* (6), 1162 (1970).
- Кринчик Г.С. *Физика магнитных явлений* (М.: Изд-во Моск. ун-та, 1985).
- Шалыгина Е.Е. *Магнитооптическое исследование магнитных структур*. Докт. дисс. (М.: МГУ, 1985).
- Вонсовский С.В., Родионов К.П. *ДАН СССР* **75**, 643 (1950).
- Campbell I.A., Fert A. *Ferromagnetic Mater.* **3**, 747 (1982).
- Абдурахманов А.А. *Кинетические эффекты в ферромагнитных металлах* (Ростов: Изд-во Ростов. ун-та, 1978)).
- Белов К.П., Горяга А.Н., Гридасова Т.Я. *ФТТ* **12**, 277 (1970).
- Туров Е.А., Шавров В.Г. *ЖЭТФ* **43** (6), 2273 (1962).
- Новгородский В.Н., Факидов И.Г. *ЖЭТФ* **47** (1), 40 (1964).
- Белов К.П., Горяга А.Н., Антошина Л.Г. *ФТТ* **15**, 2895 (1973).
- Белов К.П., Горяга А.Н., Антошина Л.Г. *ФТТ* **16**, 2446 (1974).
- Белов К.П., Горяга А.Н., Антошина Л.Г. *ФТТ* **22** (12), 3716 (1980).
- Гуденаф Д. *Магнетизм и химическая связь* (М.: Металлургия, 1968).

ANOMALIES OF MAGNETORESISTANCE OF FERRITES**K.P. Belov**

*M.V. Lomonosov State University, Physics Department, Moscow
Leninskiye Gory, 119889, Moscow, Russia
Tel. (095) 939-3039*

In this review the field and temperature dependence of manganese ferrite and other ferrites-spinels is systemized and analyzed. It is shown that there are two component of isotropic negative magnetoresistance, of different nature, which appear below the Curie temperature at the magnetic field exceeding the technical saturation. One of those component originates from the conduction electron scattering related to the changing order of magnetic cations. The other one is treated on the basis of the model of "magnetoresistance sublattice" suggested by the author of the present review. Manifestation of the magnetoresistance in various magnetic phase transitions in ferrite-spinels is discussed.

Bibliography — 74 references

Received 28 October 1993, revised 11 March 1994