

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ FeGe_2 В ОБЛАСТИ МАГНИТНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

© Р.И.Зайнуллина, К.Б.Власов, Н.Г.Бebenin, В.В.Устинов

Институт физики металлов Уральского отделения
Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия
(Поступила в Редакцию 23 апреля 1996 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования температурных зависимостей продольного и поперечного магнитосопротивлений в базисной плоскости тетрагонального монокристалла FeGe_2 при ориентации вектора плотности тока вдоль оси антиферромагнетизма. В окрестности фазового перехода первого рода обнаружен узкий пик положительного магнитосопротивления шириной около 1 К. Предложена теория для качественного описания этого эффекта.

1. Соединение FeGe_2 (пространственная группа $I4/mcm$) является металлическим магнетиком, испытывающим два магнитных фазовых перехода при температурах $T_1 \cong 260$ и $T_2 \cong 287$ К. С ростом температуры коллинеарная антиферромагнитная структура переходит при $T = T_1$ в спиральную, а при $T > T_2$ реализуется парамагнитное состояние. В магнитоупорядоченном состоянии магнитные моменты расположены в базисной плоскости (001). Установлено [1,2], что переход при T_2 является магнитным фазовым переходом второго рода. Вопрос о типе перехода при T_1 до конца не решен. Теоретические исследования [2] указывают на то, что этот переход — переход первого рода. Однако, как подчеркивают сами авторы работы [2] результаты проведенных ими нейтронографических исследований и измерений теплоемкости свидетельствуют о том, что переход при T_1 является переходом второго рода. С другой стороны, экспериментальные данные о температурных зависимостях намагниченности, снятые в постоянных и сильных импульсных магнитных полях [3,4], скоростей распространения ультразвуковых волн [5], интенсивности нейтронографического рефлекса [6] указывают на то, что при T_1 происходит магнитный фазовый переход первого рода.

В окрестности фазовых переходов гальваномагнитные свойства обычно имеют особенности, исследование которых позволяет судить о природе протекающих процессов. Кроме того, исследование этих свойств представляет также и самостоятельный интерес. Для FeGe_2 соответствующие данные отсутствуют, поэтому нами предприняты исследования температурной зависимости магнитосопротивления монокристалла FeGe_2 в температурном интервале 80–315 К, охватывающем оба фазовых перехода.

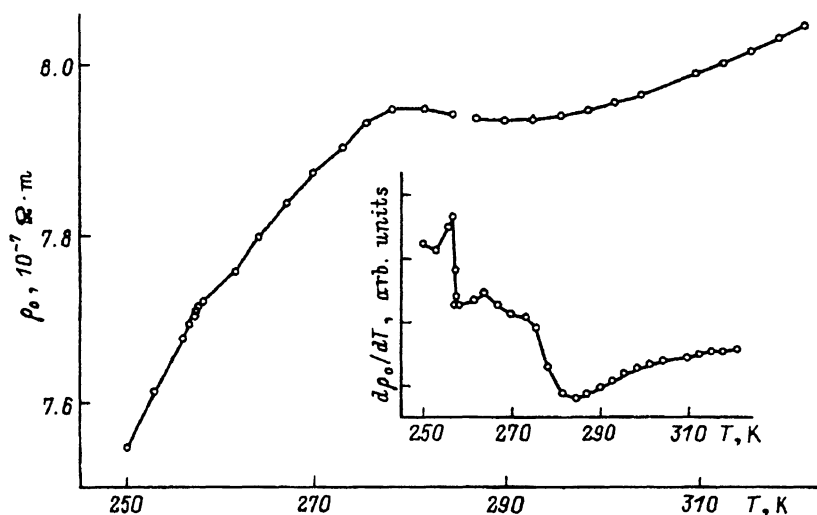


Рис. 1. Температурная зависимость электросопротивления ρ_0 вдоль оси [110] монокристалла FeGe_2 .

На вставке — температурная зависимость производной $d\rho_0/dT$.

2. Монокристаллы FeGe_2 были выращены по методу Чохральского на кафедре общей физики Уральского политехнического института. Образцы для измерения магнитосопротивления имели форму параллелепипеда размером $6 \times 0.5 \times 0.5$ mm. Магнитосопротивление измерялось четырехконтактным методом на постоянном токе в электромагните при двух взаимно противоположных направлениях напряженности магнитного поля и двух взаимно противоположных направлениях тока. Малые значения магнитосопротивления при значительном температурном коэффициенте электросопротивления требовали стабильности температуры при измерениях магнитосопротивления не хуже 0.01 K. Температурный шаг измерений электросопротивления изменялся от 6 K при $T \ll T_1$ до 0.2 K в окрестности T_1 .

3. В FeGe_2 при $T < T_1$ в базисной плоскости расположены две взаимно перпендикулярные оси антиферромагнетизма, ориентированные вдоль кристаллографических осей типа [110]. В интервале температур $T_1 < T < T_2$ реализуется магнитная структура типа плоской спирали с волновым вектором вдоль осей типа [100]. В настоящей работе проводятся результаты исследования температурных зависимостей продольного ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{j}$) и поперечного ($\mathbf{H} \perp \mathbf{j}, \mathbf{H} \parallel [110]$) магнитосопротивлений в поле $H = 15$ kOe при ориентации вектора плотности тока \mathbf{j} вдоль оси антиферромагнетизма ($\mathbf{j} \parallel [110]$). В FeGe_2 при этих ориентациях и указанном значении напряженности магнитного поля \mathbf{H} процессы смещения доменных границ либо завершены ($T < T_1$), либо отсутствуют ($T_1 < T < T_2$) [7].

На рис. 1 приведена температурная зависимость электросопротивления монокристалла FeGe_2 для случая $\mathbf{j} \parallel [110]$. Видно, что зависимость ρ_0 от температуры является плавной. Особенности обнаруживаются лишь на кривой $d\rho_0/dT(T)$ (см. вставку) вблизи температур 257 и 284 K, которые мы будем считать температурами магнитных фазовых переходов в исследуемом образце. Особенности $d\rho_0/dT$ при указанных

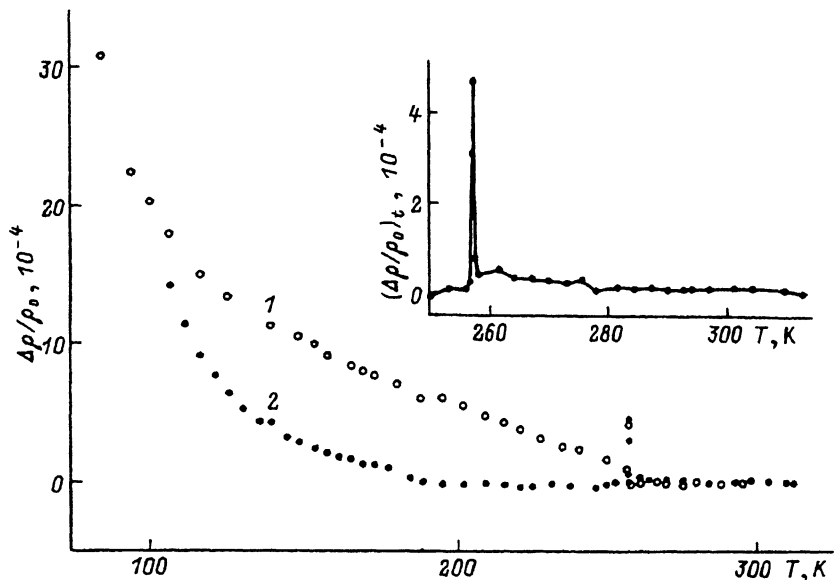


Рис. 2. Температурные зависимости продольного (1) и поперечного (2) магнитосопротивлений монокристалла FeGe_2 в поле $H = 15$ кОе.

На вставке — температурная зависимость поперечного магнитосопротивления в интервале температур 250–315 К.

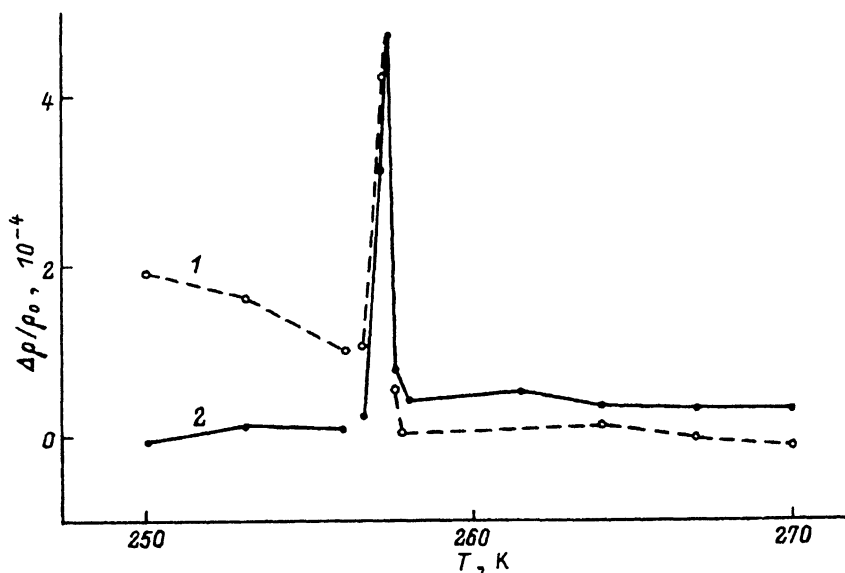


Рис. 3. Температурные зависимости продольного (1) и поперечного (2) магнитосопротивлений монокристалла FeGe_2 в поле $H = 15$ кОе в интервале температур 250–270 К.

температурах имеют разный характер, что, по-видимому, обусловлено различием типов переходов.

На рис. 2 приведены температурные зависимости продольного $(\Delta\rho/\rho_0)_l$ и поперечного $(\Delta\rho/\rho_0)_t$ магнитосопротивлений монокристал-

ла FeGe_2 . При $T > 260$ К магнитосопротивление очень мало и не зависит от температуры. При $T = T_2 = 284$ К нет никаких особенностей (см. вставку), тогда как при $T = 257.4$ К наблюдается острый пик положительного магнитосопротивления. При дальнейшем понижении температуры величины $(\Delta\rho/\rho_0)_{l,t}$ плавно возрастают.

На рис. 3 приведены кривые продольного и поперечного магнитосопротивлений в окрестности T_1 . В обоих случаях при 257.4 К наблюдается пик магнитосопротивления, занимающий температурную область шириной около 1 К. Значения продольного и поперечного магнитосопротивлений в области пика практически одинаковы. Вне этой области $(\Delta\rho/\rho_0)_l \neq (\Delta\rho/\rho_0)_t$.

4. Обнаруженный рост электросопротивления в магнитном поле в окрестности T_1 для металлического магнетика представляется необычным, поскольку вблизи температуры перехода, как правило, наблюдается уменьшение электросопротивления в магнитном поле из-за подавления полем флуктуаций в магнитной подсистеме [8]. К уменьшению электросопротивления может приводить и повышение температуры перехода под действием магнитного поля. В самом деле, в FeGe_2 температура T_1 растет пропорционально H^2 [4]. Следовательно, при фиксированной величине T магнитное поле вызывает понижение приведенной температуры и, поскольку $d\rho_0/dT > 0$, должно наблюдаться отрицательное магнитосопротивление при T_1 .

Мы полагаем, что наблюдаемые вблизи T_1 аномалии связаны с размытием перехода. Предположим, что T_1' — начало, а T_1'' — конец перехода первого рода, так что при $T < T_1'$ и при $T > T_1''$ образец находится в магнитнооднородном состоянии. Если $T > T_1'$, $T - T_1' \ll T_1'' - T_1'$, в образце, который в целом находится в низкотемпературной фазе, имеются зародыши высокотемпературной фазы; их наличие приводит к дополнительному рассеянию носителей тока. К такому же эффекту в окрестности температуры T_1'' приводит наличие зародышей низкотемпературной фазы в высокотемпературной.

Для окрестности T_1' можно написать

$$\rho_0(T) = \rho'_h(T) + \rho'_{inh}(T - T_1'), \quad (1)$$

где $\rho'_h(T)$ — сопротивление однородного образца, находящегося в низкотемпературной фазе при температуре T , а $\rho'_{inh}(T - T_1')$ — дополнительное сопротивление, обусловленное рассеянием на включениях высокотемпературной фазы. Функция $\rho'_{inh}(T - T_1')$ является возрастающей функцией T при $T > T_1'$ и обращается в нуль при $T \leq T_1'$. В магнитном поле происходит смещение температуры фазового перехода. Считая для простоты величину смещения одинаковой во всех частях образца, имеем

$$T_1'(H) = T_1' + \Delta T_1(H), \quad T_1''(H) = T_1'' + \Delta T_1(H). \quad (2)$$

Полагая ΔT_1 малым и разлагая $\rho'_{inh}(T - T_1')$ в ряд с точностью до линейных по ΔT_1 членов, для магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$ в окрестности температуры T_1' получаем

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\Delta\rho'_h}{\rho_0} - \frac{\partial\rho'_{inh}}{\partial T} \frac{\Delta T_1}{\rho_0}, \quad (3)$$

где $\Delta\rho'_h/\rho_0$ — магнитосопротивление (продольное или поперечное) однородного образца в низкотемпературной фазе. Поскольку $\partial\rho'_{inh}/\partial T > 0$, приложение магнитного поля приводит при $\Delta T_1 > 0$ к уменьшению числа включений высокотемпературной фазы и к уменьшению ρ'_{inh} ; при $\Delta T_1 < 0$ ситуация обратная.

При изменении температуры на величину порядка ширины перехода должно иметь место сильное изменение ρ'_{inh} при незначительном изменении ρ_h . Следовательно, в области фазового перехода производная $\partial\rho'_{inh}/\partial T$ имеет такую же особенность (например, максимум), что и производная суммарного сопротивления $d\rho_0/dT$.

Для окрестности температуры T_1'' справедлива формула, аналогичная (1),

$$\rho_0(T) = \rho_h''(T) + \rho_{inh}''(T - T_1''), \quad (4)$$

где $\rho_h''(T)$ — сопротивление однородного образца, находящегося в высокотемпературной фазе при температуре T , а $\rho_{inh}''(T - T_1'')$ — сопротивление, обусловленное рассеянием на включениях низкотемпературной фазы. Функция $\rho_{inh}''(T - T_1'')$ является убывающей функцией T и обращается в нуль при $T \geq T_1''$. Изменение сопротивления в магнитном поле дается выражением, аналогичным (3),

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\Delta\rho_h''}{\rho_0} - \frac{\partial\rho_{inh}''}{\partial T} \frac{\Delta T_1}{\rho_0}, \quad (5)$$

однако $\partial\rho_{inh}''/\partial T < 0$, поэтому приложение магнитного поля приводит при $\Delta T_1 > 0$ к увеличению числа включений низкотемпературной фазы и к увеличению ρ_{inh}'' , а при $\Delta T_1 < 0$ — наоборот. Минимум производной $\partial\rho_{inh}''/\partial T$ (если он есть) должен находиться в той же точке, что и минимум производной $d\rho_0/dT$.

Для изложенного механизма магнитосопротивления характерны следующие особенности: 1) его вклад в $(\Delta\rho/\rho_0)_l$ и $(\Delta\rho/\rho_0)_t$ одинаков; 2) при $\Delta T_1 > 0$ максимум магнитосопротивления находится в точке, где $d\rho_0/dT$ имеет минимум, а минимум магнитосопротивления — в точке максимума $d\rho_0/dT$; при $\Delta T_1 < 0$ ситуация обратная; 3) магнитосопротивление имеет такую же зависимость от магнитного поля, что и $\Delta T_1(H)$.

Легко убедиться в том, что перечисленные особенности наблюдаются в FeGe_2 в окрестности T_1 . Действительно, из рис. 3 видно, что $(\Delta\rho/\rho_0)_l$ и $(\Delta\rho/\rho_0)_t$ в области пика практически не отличаются. Далее, $\Delta T_1(H)$ больше нуля, и положение максимума магнитосопротивления совпадает с минимумом производной $d\rho_0/dT$ (рис. 1). Сравнение температурных зависимостей магнитосопротивления, снятых в области пика в полях $H_1 = 7$ и $H_2 = 15$ кОе, показывает, что отношение высот пиков на кривых примерно равно $(H_1/H_2)^2$, что согласуется с квадратичной зависимостью ΔT_1 от магнитного поля. Таким образом, существование пика положительного магнитосопротивления в FeGe_2 вблизи T_1 можно считать обусловленным размытием магнитного фазового перехода первого рода.

Отметим, что минимум магнитосопротивления в точке максимума $d\rho_0/dT$ проявляется крайне слабо. Как видно из формул (3) и (5), это

означает, что максимальное значение $|\partial\rho''_{inh}/\partial T|$ значительно превышает максимальную величину $|\partial\rho'_{inh}/\partial T|$. Причины такого различия остаются неясными.

Следует подчеркнуть, что формулы (3) и (5) применимы только в тех случаях, когда величина смещения температуры перехода в магнитном поле остается много меньше ширины перехода. Для FeGe_2 при $H = 15$ кОе сдвиг температуры $\Delta T_1 < 0.1$ К, а ширина перехода ≈ 1 К, так что использование указанных формул является оправданным.

Итак, появление пика положительного магнитосопротивления в FeGe_2 в окрестности $T_1 = 257$ К обусловлено, во-первых, наличием при этой температуре слабо размытого перехода первого рода и, во-вторых, повышением температуры перехода в магнитном поле, так как в этих условиях наложение магнитного поля может приводить к появлению дополнительных неоднородностей, являющихся источником рассеяния носителей тока. Предложенный механизм является вполне общим и не связан с конкретными особенностями дигерманита железа.

Список литературы

- [1] Г.П. Зиновьева, А.В. Михельсон, Л.П. Андреева, Р.П. Кренцис, П.В. Гельд. ФТТ **14**, 5, 1578 (1972).
- [2] L.M. Corliss, J.M. Hastings, W. Kunmann, R. Thomas, J. Zhuang, R. Butera, D. Mukamel. Phys. Rev. **B 31**, 3, 4337 (1985).
- [3] К.Б. Власов, Р.И. Зайнуллина, Н.Г. Бебения, И.И. Пиратинская. ФММ **54**, 6, 1212 (1982).
- [4] К.Б. Власов, Р.И. Зайнуллина, В.Н. Сыромятников. ФММ **61**, 6, 1219 (1986).
- [5] V. Pluzhnikov, D. Feder, E. Fawcett. J. Magn. Mater. **27**, 343 (1982).
- [6] Ю.А. Дорофеев, А.З. Меньшиков, Г.Л. Будрина, В.Н. Сыромятников. ФММ **63**, 6, 1110 (1987).
- [7] К.Б. Власов, Р.И. Зайнуллина, М.А. Милев. ЖЭТФ **99**, 300 (1991).
- [8] К.Б. Власов, Е.А. Розенберг, А.Г. Титова, Ю.М. Яковлев. ФТТ **24**, 5, 1338 (1982).