

# Магнитосопротивление и эффект Холла упорядоченных сплавов $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$ ( $25 < x < 35 \text{ at.}\%$ )

© А.Е. Елсукова, Н.С. Перов, В.Н. Прудников, А.Б. Грановский, А.К. Аржников\*,  
Е.П. Елсуков\*, Е.В. Воронина\*, Е.А. Печина\*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119992 Москва, Россия

\* Физико-технический институт Уральского отделения Российской академии наук,  
426000 Ижевск, Россия

E-mail: granov@magn.ru

(Поступила в Редакцию 17 сентября 2007 г.)

Представлены результаты исследования при 77 и 295 К поперечного магнитосопротивления и эффекта Холла упорядоченных сплавов  $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$  с  $x = 26.5\text{--}34.1 \text{ at.}\%$ . Обнаружено отсутствие насыщения на полевых зависимостях вплоть до 17 кОе. Магнитосопротивление является отрицательным, немонотонно зависит от концентрации Al, максимальное значение  $|\Delta R/R| = 1.6\%$  реализуется в интервале концентраций от 28 до 30 at.%. Константа аномального эффекта Холла нелинейно зависит от концентрации Al и сопротивления, при  $x = 26\text{--}30 \text{ at.}\%$  возрастает в меньшей степени, чем сопротивление, а при  $x > 30 \text{ at.}\%$  уменьшается с ростом сопротивления. Предложено объяснение обнаруженных аномалий магнитотранспортных свойств на основе построенной модели неоднородной магнитной микроструктуры упорядоченных сплавов  $\text{Fe}_{100-x}\text{Al}_x$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 06-02-16179).

PACS: 72.15.Gd, 75.47.-m

## 1. Введение

В конце 50-х и в 60-х годах прошлого столетия были обнаружены [1–4] необычные свойства упорядоченных по  $B2$ - и  $D0_3$ -типам ОЦК-сплавов Fe–Al с концентрацией Al  $x > 25 \text{ at.}\%$ , проявляющиеся в резком уменьшении намагниченности в узком концентрационном интервале  $27 \leq x \leq 35 \text{ at.}\%$ , отсутствии технического насыщения вплоть до 25 кОе в статических полях и до 150 кОе в импульсных полях, аномалиях в температурном поведении магнитных свойств. Несмотря на многочисленные попытки объяснить эти аномалии (см., например, работу [5] и ссылки в ней), не существует общепринятой точки зрения на природу указанных магнитных свойств.

В начале 90-х годов Шнеевайс и др. [6] нашли, что магнитосопротивление (МС) упорядоченного по  $D0_3$ -типу сплава  $\text{Fe}_{72}\text{Al}_{28}$  также является необычным; оно на порядок больше по абсолютной величине МС разупорядоченного ферромагнитного сплава  $\text{Fe}_{72}\text{Al}_{28}$ , является отрицательным, имеет линейную полевую зависимость в измеренном интервале магнитных полей до 3.5 кОе. При этом авторами работы [6] отмечалось, что наклон полевой зависимости  $\Delta R/R = [R(H) - R(0)]/R(0)$  в рассматриваемом интервале полей является сопоставимым с таковым для гранулированных и мультислойных систем, характеризующихся гигантским МС. Очевидно, что проведение исследования МС в зависимости от концентрации Al и в более широком интервале приложенного внешнего магнитного поля может дать дополнительную информацию о механизмах формирования МС в магнитно-неоднородных системах и об особенностях магнитной микроструктуры сплавов Fe–Al.

Другим магнитотранспортным явлением, весьма чувствительным к магнитной микроструктуре, является аномальный эффект Холла (АЭХ). Тем не менее авторам не известно каких-либо публикаций, посвященных этому явлению в упорядоченных сплавах Fe–Al.

## 2. Эксперимент

Для проведения исследования были изготовлены слитки Fe–Al (каждый весом 25 г) методом электродуговой плавки в атмосфере очищенного He. Слитки гомогенизировались при 1100°C (8 h) в атмосфере очищенного Ar. С помощью химического анализа установлено, что концентрация Al в слитках составила 26.5, 30.0, 32.6 и 34.1 at.% с погрешностью  $\pm 0.3 \text{ at.}\%$ . Из слитков электроискровым способом вырезались пластинки размером  $10 \times 2 \times 0.5 \text{ mm}$ , которые в соответствии с результатами работы [7] подвергались термообработке для реализации в них  $D0_3$ - и  $B2$ -сверхструктур.

Тип сверхструктуры определяли с помощью рентгеновской дифракции в  $\text{CuK}\alpha$  монохроматизированном излучении (монохроматор–графит).

Кривые намагничивания  $\sigma(H)$  были измерены на вибрационном магнитометре во внешнем магнитном поле  $H$  до 17 кОе и приложенном перпендикулярно большой плоскости пластинок. Погрешность в определении  $\sigma$  составляет 3% от измеряемой величины.

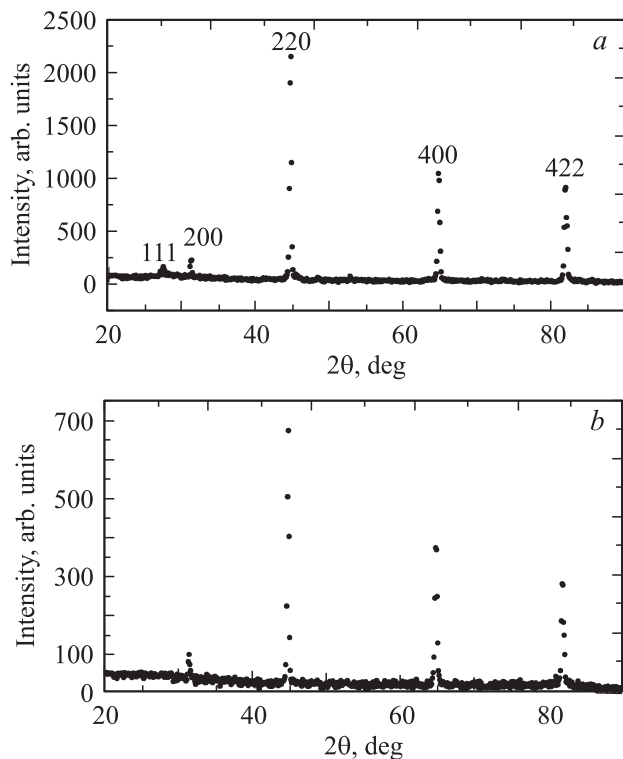
Поперечное МС  $\Delta R/R$  и сопротивление эффекта Холла  $R_H(H)$  измерялись по шеститочечной схеме во внешних магнитных полях до 16–17 кОе, приложенных также перпендикулярно большой плоскости пластинок.

### 3. Результаты и их обсуждение

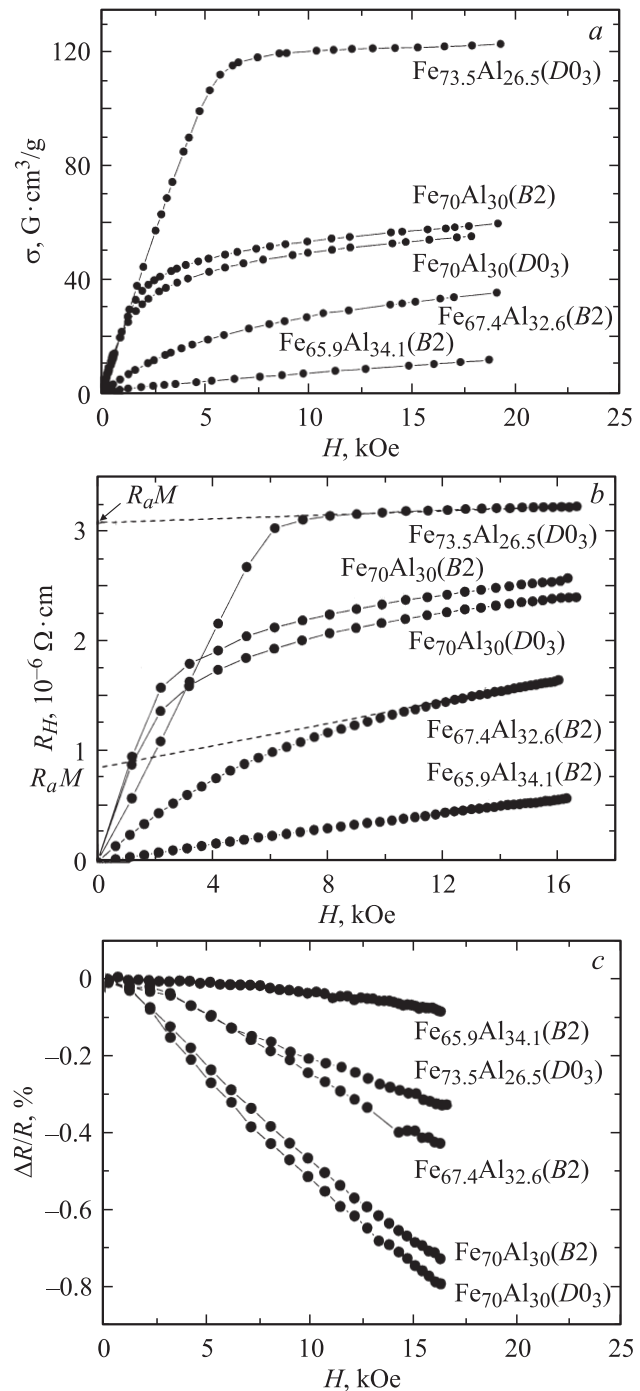
На рис. 1 приведены рентгеновские дифрактограммы сплава  $Fe_{70}Al_{30}$  с  $D0_3$ -сверхструктурой, характеризующейся наличием наиболее интенсивных сверхструктурных рефлексов 111 и 200 (рис. 1, *a*), и с  $B2$ -сверхструктурой, для которой характерен только один наиболее интенсивный рефлекс 200 (рис. 1, *b*) [7,8]. Индексы указаны для ОЦК-структурной ячейки с удвоенным параметром решетки. Рентгеновская дифрактограмма сплава  $Fe_{73.5}Al_{26.5}$  имеет вид, подобный рис. 1, *a*, в то время как для сплавов  $Fe_{67.4}Al_{32.6}$  и  $Fe_{65.9}Al_{34.1}$  дифрактограммы подобны представленной на рис. 1, *b*. Таким образом, для проведения измерений имелись ОЦК-образцы со следующими типами порядка:  $Fe_{73.5}Al_{26.5}(D0_3)$ ,  $Fe_{70}Al_{30}(D0_3)$ ,  $Fe_{70}Al_{30}(B2)$ ,  $Fe_{67.4}Al_{32.6}(B2)$ ,  $Fe_{65.9}Al_{34.1}(B2)$ .

Измеренные при 295 К полевые зависимости удельной намагниченности  $\sigma(H)$ , сопротивления Холла  $R_H(H)$  и поперечного МС  $\Delta R(H)/R$  приведены на рис. 2, *a-c* соответственно. Для 77 К получены подобные результаты. Для всех исследованных образцов в слабых полях имеет место магнитный гистерезис, который не показан на рис. 2, *a* и который свидетельствует о том, что все образцы не являются парамагнитными. Отметим следующие особенности в поведении магнитотранспортных свойств.

а) Вид полевых зависимостей сопротивления Холла  $R_H(H)$  качественно совпадает с видом кривых намагничивания  $\sigma(H)$ . При  $x > 26.5$  at.% Al на зависимо-



**Рис. 1.** Рентгеновская дифрактограмма сплава  $Fe_{70}Al_{30}$  со сверхструктурами  $D0_3$  (*a*) и  $B2$  (*b*).  $T = 295$  К.  $CuK_\alpha$ -излучение.

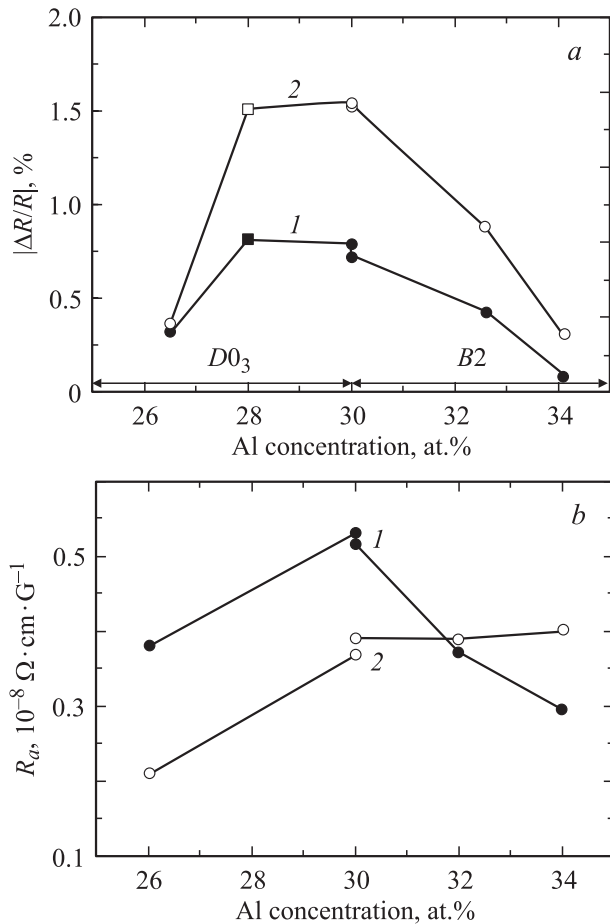


**Рис. 2.** Полевые зависимости удельной намагниченности (*a*), сопротивления Холла (*b*) и поперечного приведенного магнитосопротивления (*c*).  $T = 295$  К.

стях  $R_H(H)$  отсутствует насыщение во всем измеренном интервале внешних магнитных полей (рис. 2, *b*).

б) МС является отрицательным и немонотонно зависит от концентрации Al в упорядоченных сплавах. Наибольшие по модулю величины  $\Delta R/R$  обнаруживаются для сплавов  $Fe_{70}Al_{30}$  при 77 К (рис. 3, *a*).

с) Тип сверхструктуры  $B2$  или  $D0_3$  не оказывает значительного влияния на зависимости  $\Delta R(H)/R$ .



**Рис. 3.** Концентрационные зависимости модуля приведенного магнитосопротивления  $|\Delta R/R|$  (a), аномальной константы Холла  $R_a$  (b) при 295 (1) и 77 К (2). Квадраты — значения для сплава  $\text{Fe}_{72}\text{Al}_{28}(D0_3)$  (данные [6]).

d) При всех значениях концентрации Al в сплавах не обнаружено тенденции к насыщению МС с ростом приложенного внешнего магнитного поля вплоть до 17 кОе и МС практически линейно зависит от приложенного поля (рис. 2, c).

Полученные значения  $|\Delta R/R|$  при  $H = 17.5$  кОе в зависимости от концентрации Al приведены на рис. 3, a (кривые 1 и 2). На этом же рисунке приведены значения  $|\Delta R/R|$  из работы [6] для сплава  $\text{Fe}_{72}\text{Al}_{28}(D0_3)$ , линейно экстраполированные к  $H = 16.5$  кОе, с учетом поправки на размагничивающее поле в нашей геометрии. Видно, что наши результаты хорошо согласуются с данными работы [6]. Можно видеть, что зависимость  $|\Delta R(x)/R|$  носит немонотонный характер с максимальным значением 0.8% (295 К) и 1.6% (77 К) в интервале  $x$  от 28 до 30 at.% Al.

Для оценки аномальной константы Холла  $R_a$  используем известное выражение для сопротивления Холла [9]

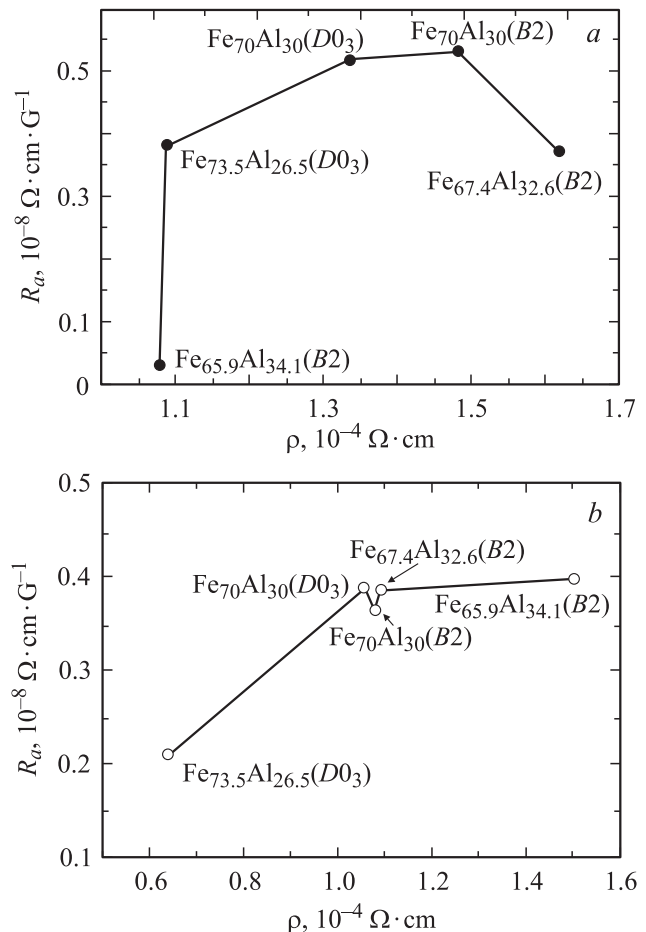
$$R_H = R_0 B + R_a M,$$

где  $R_0$  — нормальная константа Холла,  $B$  — индукция,  $M$  — намагниченность. Из экстраполяции зависимо-

стей  $R_H(H)$  к  $H = 0$  (рис. 2, b) находим значения  $R_a M$ , из которых рассчитываем  $R_a$  для значений  $\sigma$  при  $H = 16.5$  кОе и плотности сплавов. Результаты расчета приведены на рис. 3, b (кривые 1 и 2).

Некоторые заключения могут быть сделаны при рассмотрении связи  $R_a$  с удельным сопротивлением  $\rho$  для различных концентраций Al в сплавах при  $H = 16.5$  кОе. Зависимости  $R_a(\rho)$  при заданных параметрах  $x$  и  $H$  приведены на рис. 4, a, b. Немонотонный характер этих зависимостей во многом аналогичен предсказанным для АЭХ гранулированных сплавов [10,11], а отсутствие линейной корреляции между  $R_a$  и  $\rho$  или  $\rho^2$  свидетельствует о том, что ни механизм асимметричного рассеяния, ни механизм бокового смещения [9], ни так называемый собственный механизм АЭХ, связанный с фазой Берри [12], не описывают эксперимент. Более того, для определенных концентраций Al константа АЭХ растет не быстрее, а медленнее, чем сопротивление, или уменьшается с возрастанием сопротивления. Например, в сплавах Fe–Sn близкого состава  $R_a \sim \rho^{3.4}$  [13]. Эти особенности обсуждаются далее.

Очевидно, что полученные особенности связаны с сильной магнитной неоднородностью исследуемых сплавов, так как в однородных ферромагнетиках МС мало,



**Рис. 4.** Зависимости аномальной константы Холла  $R_a$  от сопротивления  $\rho$  при 295 (a) и 77 К (b).  $H = 16.5$  кОе.

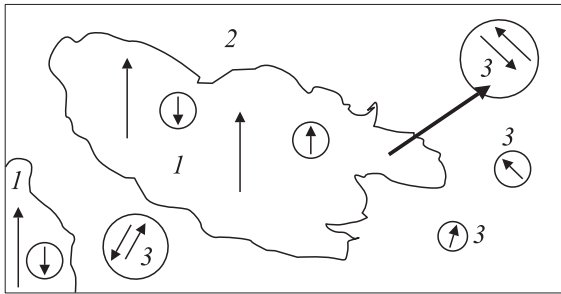


Рис. 5. Схема магнитной микроструктуры.

МС и АЭХ насыщаются синхронно с намагниченностью и АЭХ хорошо описывается развитой теорией сплавов [9]. Поэтому свяжем обнаруженные закономерности с современными представлениями о магнитной микроструктуре сплавов Fe–Al. Согласно последним данным [5,14], схематично магнитную структуру в исследуемом диапазоне концентраций Al при  $T > 80$  К можно представить как (рис. 5) совокупность крупных ферромагнитных областей (области 1), занимающих до 80% объема, и оставшейся области 2, заполненной набором магнитных кластеров нанометрового размера 3. В области 1 встроены кластеры наномасштаба, магнитные моменты которых параллельны друг другу и ориентированы антипараллельно магнитному моменту основного объема области 1. Такая сложная структура связана, по мнению авторов работ [5,14,15], с тем, что локальный момент на атоме Fe определяется его локальным окружением, а именно количеством ближайших соседей Al. В рамках такой модели сначала (в полях не более 4кОе, рис. 2, а) намагничивается область 1, а магнитные моменты встроены в нее кластеров остаются антипараллельными намагниченности области 1. Затем намагничиваются распределенные по размеру суперпарамагнитные кластеры области 2, постепенно сливаясь с областями 1, что завершается в полях порядка 20–30 кОе. Затем, уже при более высоких полях, происходит переворот магнитных моментов, встроены антиферромагнитно в областях 1 нанокластеров, и рост их магнитного момента за счет влияния сильного магнитного поля на локальную электронную структуру этих нанокластеров.

Область 2 представляет собой гранулированный сплав ферромагнитный металл–парамагнитный металл, т.е. полностью удовлетворяет условиям наблюдения гигантского МС, а именно: в исходном состоянии магнитные моменты гранул (кластеров) разориентированы, они отделены друг от друга на расстояния меньше длины свободного пробега и эти кластеры достаточно малы. Если сравнивать область 2 с гранулированным сплавом, то возникает закономерный вопрос — какие процессы более важны: спин-поляризованный перенос между двумя соседними суперпарамагнитными кластерами или между суперпарамагнитным кластером и крупной областью 1. На наш взгляд, второй процесс является

определяющим. Дело в том, что при первом процессе, когда участвуют два кластера, МС пропорционально намагниченности каждого из них и в результате МС должно быть примерно квадратично по намагниченности, что не имеет места в случае сплавов Fe–Al (рис. 2). Во втором же процессе магнитный момент области 1 легко ориентируется по полю, а магнитный момент рядом стоящего суперпарамагнитного кластера „доворачивается“ в том же направлении, и тогда МС должно зависеть от намагниченности кластеров в первой степени. Кроме того, вероятность найти два соседних суперпарамагнитных кластера меньше, чем пару „кластер–область 1“. Наконец, и величина МС, несколько меньшая, чем гигантское МС в гранулированных сплавах, также указывает, что в процессе спин-поляризованного рассеяния участвуют крупные кластеры или области (см., например, [16]). Интересно, что в предлагаемой схеме МС не будет испытывать насыщения вплоть до полей полного технического насыщения областей 1. Подчеркнем, что наличие магнитных нанокластеров в областях 1 не является достаточным условием наблюдения гигантского МС, так как магнитные моменты этих кластеров остаются параллельными друг другу вплоть до высоких полей. Альтернативным объяснением МС могло бы служить подавление магнитным полем магнитных неоднородностей как в области 1, так и области 2, уменьшающее беспорядок в системе и поэтому уменьшающее сопротивление. Однако этот хорошо известный механизм не может обеспечить столь высокие значения МС.

Немонотонная концентрационная зависимость МС достаточно очевидна в рамках предложенного механизма. Она объясняется теми же причинами, что и максимум в концентрационной зависимости гигантского МС гранулированных сплавов [16], а именно оптимальными размерами кластеров и расстояний между ними по отношению к характерным длинам свободного пробега электронов, распределением кластеров по размерам и концентрационной зависимостью намагниченности.

Рассмотрим теперь в той же модели поведение АЭХ. Отсутствие насыщения полевой зависимости сопротивления Холла в этой модели не требует дополнительных объяснений. Более важным и парадоксальным представляется относительно малая величина сопротивления АЭХ и необычное соотношение между константой АЭХ  $R_a$  и сопротивлением  $\rho$ . Для сравнения укажем, что для сплавов Fe–Sn сопротивление Холла растет быстрее и достигает  $8.68 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ , что примерно на порядок больше, чем для исследованных сплавов (рис. 2).

Согласно схеме рис. 5, мы имеем магнитно-неоднородную систему, которую можно рассматривать как композит, состоящий из областей типа 1 и 2. В случае магнитно-неоднородных систем универсальная корреляция между  $R_a$  и  $\rho$  не имеет места [10]. В областях типа 1, занимающих большую часть образца, доля обратно ориентированных магнитных моментов сравнима с долей ориентированных по полю моментов и, так

как АЭХ есть нечетный по намагниченности эффект, вклад в холловское сопротивление областей типа 1 частично скомпенсирован. Это и является причиной малой величины измеряемого холловского сопротивления. Область же 2 представляет собой гранулированный сплав, закономерности АЭХ в котором описываются теорией [17]. Это теория предсказывает концентрационные зависимости для сопротивления АЭХ, подобные полученным в настоящей работе при асимметричном рассеянии, если существенно рассеяние на поверхности гранул (кривые 3 и 4 на рис. 2 в работе [17]). К сожалению, количественное сопоставление с теорией [17] невозможно, так как неизвестны параметры длин свободного пробега, а также параметры объемного и поверхностного спин-зависящего рассеяния.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что результаты исследований МС и АЭХ в целом подтверждают сложную магнитно-неоднородную структуру упорядоченных сплавов Fe–Al, предложенную и обоснованную в работах [5,15], и на качественном уровне находят объяснение в рамках развитых теорий.

Авторы выражают благодарность П.М. Швердяевой и А.А. Чулкиной за помощь в проведении измерений.

## Список литературы

- [1] A. Taylor, R.M. Jones. *J. Phys. Chem. Sol.* **6**, 16 (1958).
- [2] A. Arrot, H. Sato. *Phys. Rev.* **114**, 1420 (1959).
- [3] R. Nathans, S.J. Pickart. In: *Magnetism* / Eds G.L. Rado, H. Suhl. Acad Press, N. Y. (1963). V. 3. P. 235.
- [4] H. Danan, H. Gengnagel. *J. Appl. Phys.* **39**, 678 (1968).
- [5] Е.П. Елсуков, Е.В. Воронина, А.В. Королев, С.К. Годовиков, А.Е. Елсукова. *ФММ* **104**, 38 (2007).
- [6] O. Schneeweiss, T. Zak, M. Vondracek. *J. Magn. Magn. Mater.* **127**, L 33 (1993).
- [7] H. Warlimont. *Z. Metallkunde* **60**, 195 (1969).
- [8] Е.П. Елсуков, Е.В. Воронина, А.С. Шуравин, А.В. Загайнов, А.В. Королев, С.К. Годовиков, Е.А. Печина, А.Е. Елсукова. *ФММ* **102**, 61 (2006).
- [9] А.В. Ведяев, А.Б. Грановский, О.А. Котельникова. Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах. Изд-во МГУ, М. (1992). 158 с.
- [10] A. Granovsky, A.V. Vedyayev, F. Brouers. *J. Magn. Magn. Mater.* **136**, 229 (1994).
- [11] A. Granovsky, A. Kalitsov, A. Khanikaev, H. Sato, Y. Aoki. *J. Magn. Magn. Mater.* **257**, 306 (2003).
- [12] J. Sinova, T. Jungwith, J. Cerne. *Int. J. Mod. Phys. B* **18**, 1083 (2004).
- [13] J. Gao, F. Wang, X. Jiang, G. Ni, F. Zhang, Y. Du. *J. Appl. Phys.* **93**, 1851 (2003).
- [14] E.V. Voronina, E.P. Yelsukov, A.V. Korolyov, A.E. Yelsukova. *Нур. Int.* **168**, 1079 (2006).
- [15] A.K. Arzhnikov, L.V. Dobysheva. *J. Magn. Magn. Mater.* **117**, 87 (1992).
- [16] S. Zhang, P. Levy. *J. Appl. Phys.* **73**, 5312 (1973).
- [17] A. Granovsky, F. Brouers, A. Kalitsov, M. Chshiev. *J. Magn. Magn. Mater.* **166**, 193 (1997).