

УДК 537.3 : 537.633

© 1991

АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ НЕРНСТА—ЭТТИНГСГАУЗЕНА В АМОРФНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВАХ

А. Д. Арсеньева, Р. П. Васильева, А. В. Ведяев, А. Б. Грановский,
Г. М. Мяликгульев, А. В. Печенников, А. Ф. Прокошин, С. И. Стадник

На примере сплавов $(\text{Fe}_{100-x}\text{Ni}_x)_{90.8}\text{Si}_{5.2}\text{B}_{90}\text{Ge}_{1.0}$ ($x=0\div 21$) исследуются особенности аномального эффекта Нернста—Эттингсгаузена (АЭНЭ) аморфных ферромагнетиков. Обнаружено, что параметр Кэмпбелла K , характеризующий АЭНЭ, сильно зависит от температуры в аморфном состоянии, в то время как для тех же образцов в кристаллическом состоянии и ранее исследованных кристаллических сплавах Ni—Pd зависимости от температуры не наблюдается. Получены теоретические выражения для K с учетом упругого рассеяния носителей тока на топологическом беспорядке. Обсуждаются возможные причины наблюдаемых аномалий K в аморфном состоянии.

В ферромагнитном металле или сплаве при наличии градиента температуры ∇T и внешнего магнитного поля выражение для возникающего электрического поля имеет вид

$$E = S\nabla T - Q_0[\text{B}\nabla T] - Q_S 4\pi[\text{M}\nabla T], \quad (1)$$

где S — термоэдс, Q_0 — константа нормального, а Q_S — коэффициент аномального эффекта Нернста—Эттингсгаузена (АЭНЭ). Для упругого и квазиупругого рассеяния носителей тока выражение для Q_S может быть записано в виде [1, 2]

$$Q_S = -SR_S/\rho - \mu T\rho, \quad (2)$$

$$\mu = \frac{\pi^2}{6} \frac{k_B^2}{e} \frac{R_S}{\rho^2} K, \quad K = (R_S/\rho^2)^{-1} \frac{\partial}{\partial E} (R_S/\rho^2). \quad (3)$$

Как следует из выражений (1)—(3), для определения и интерпретации коэффициента АЭНЭ Q_S наряду с измерениями поперечной к градиенту температуры эдс необходимы экспериментальные данные о намагниченности M , термоэдс S , сопротивлении ρ , коэффициенте аномального эффекта Холла R_S .

В работе [1] показано, что в случае кристаллических сплавов Ni—Pd экспериментально определенный параметр K в соответствии с теорией АЭНЭ и АЭХ при температурах выше комнатной не зависит от температуры и пропорционален производной плотности d -подобных состояний на уровне Ферми сплава. В данной работе на примере сплавов $(\text{Fe}_{100-x}\text{Ni}_x)_{90.8}\text{Si}_{5.2}\times \text{B}_{30}\text{Ge}_{1.0}$ ($x=0\div 21$) исследуются особенности АЭНЭ в аморфных ферромагнетиках. Аморфные ферромагнитные ленты указанного состава получены методом быстрой закалки из расплава. Измерения ρ , S , M , R_S , эдс Нернста—Эттингсгаузена проводились на одних и тех же образцах в интервале температур 300—1000 К, включающем температуру Кюри T_c и многоступенчатый процесс кристаллизации. Данные сплавы обладают высокими значениями T_c в аморфном ($T_c^a=663\div 573$ К при $x=0\div 21$) и кристаллическом ($T_c^k=920\div 1020$ К) состояниях, высокими температурами кристаллизации (630—800 К), а при комнатной температуре намагниченность в аморфном состоянии превышает намагниченность кристаллического сплава того же состава (рис. 1).

На рис. 2 представлены экспериментальные данные для эдс Нернста—Эттингсгаузена сплавов $(\text{Fe}_{100-x}\text{Ni}_x)_{90.8}\text{Si}_{5.2}\text{B}_{30}\text{Ge}_{1.0}$ в аморфном и кристаллическом состоянии, а на рис. 3 — рассчитанные по экспериментальным данным, согласно выражениям (1)—(3), температурные зависимости параметров K для этих сплавов в аморфном K^a и кристаллическом K^{xp} состояниях при температуре ниже T_c .

Можно выделить следующие особенности K^a и K^{xp} : 1) для всех исследованных составов $|K^a| > |K^{xp}|$; 2) при всех x K^a и $K^{xp} < 0$; 3) K^a обнаруживает значительную зависимость от температуры, в то время как K^{xp} для этих и ранее исследованных кристаллических сплавов Ni—Pd [2] практически не зависит от температуры.

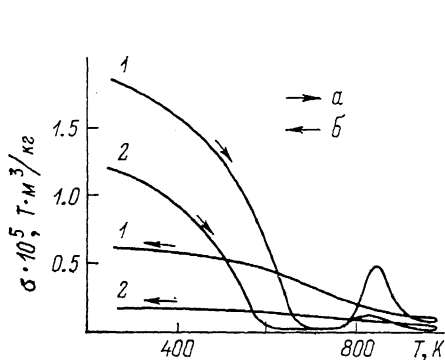


Рис. 1. Удельная намагниченность образцов.

1 — $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{13}$, 2 — $\text{Fe}_{57}\text{Ni}_2\text{Si}_9\text{B}_{13}$ ат.%.
а — аморфное состояние, б — состояние после кристаллизации.

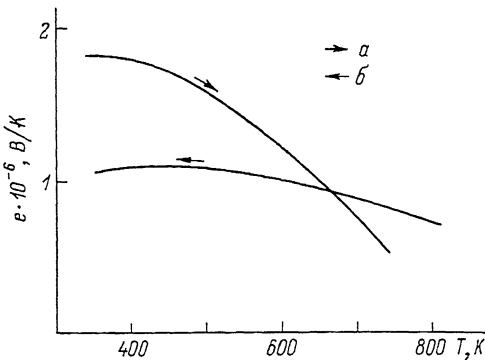


Рис. 2. Температурная зависимость эдс Нернста—Эттингсгаузена для сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{13}$ ат.%.
а — аморфное состояние, б — состояние после кристаллизации.

Используя результаты расчета R_S для кристаллических [2] и аморфных [3] сплавов переходных металлов, можно получить следующие выражения для вкладов в K носителей АЭНЭ с поляризацией спинов вдоль (\uparrow) и против (\downarrow) намагниченности сплава:

$$K_{\uparrow(\downarrow)}^{xp} = \frac{5}{\mathcal{N}_{\uparrow(\downarrow)}(E_F)} (\partial \mathcal{N}_{\uparrow(\downarrow)}(E) / \partial E), \quad (4)$$

$$K_{\uparrow(\downarrow)}^a = \left\{ \frac{1}{\mathcal{N}_{\uparrow(\downarrow)}(E)} (\partial \mathcal{N}_{\uparrow(\downarrow)}(E) / \partial E) + \frac{2}{\sigma_{\uparrow(\downarrow)}} (\partial \sigma_{\uparrow(\downarrow)}(E) / \partial E) + \frac{1}{\langle \mathcal{F}_{\uparrow(\downarrow)} \rangle} (\partial \mathcal{F}_{\uparrow(\downarrow)}(E) / \partial E) \right\}_{E=E_F}, \quad (5)$$

где

$$\langle \mathcal{F}(E_F) \rangle = \text{const} \sum_p \sum_q a_p b_q \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 F(2k_F, 2k_{F\alpha_1}, 2k_{F\alpha_2}) x_1^p x_2^q, \quad (6)$$

$$F(k, k', k'') = N^{-3} \left\langle \sum_{\substack{\alpha, \beta, \gamma \\ n \in \alpha, m \in \beta \\ m' \in \gamma}} \sum_{n, m, m'} \lambda_{s_0}^\alpha V_\beta V_\gamma \exp i[(k - k') R_n^\alpha + (k' - k'') R_m^\beta + (k'' - k) R_m^\gamma] \right\rangle, \quad (7)$$

a_p, b_q — численные коэффициенты порядка единицы; индексы α, β, γ соответствуют различным компонентам сплава; λ_{s_0} — константа спин-орбитального взаимодействия; V — потенциал рассеяния; $\mathcal{N}(E)$ — плотность электронных состояний; $\langle \dots \rangle$ означает статистическое усреднение;

$\sigma_{\uparrow(\downarrow)}$ — вклад в электропроводность носителей тока с соответствующей поляризацией спинов. Подробный вывод выражения (4) дан в работе [4].

Учитывая, что $\sigma(E) \sim \mathcal{N}^2(E)$, а также формулу Мотта для термоэдс, выражение (5) можно переписать в эквивалентном виде (индекс спина опущен)

$$K^a = \frac{5}{\mathcal{N}(E_F)} (\partial \mathcal{N}(E) / \partial E)_{E_F} + \frac{\xi_1}{E_F} = \\ = \frac{1}{\mathcal{N}(E_F)} (\partial \mathcal{N}(E) / \partial E)_{E_F} + \frac{2\xi}{E_F} + \frac{\xi_1}{E_F}, \quad (8)$$

где $\xi = 3eSE_F/\pi^2 k_B^2 T$ — параметр термоэдс модели Фабера—Займана, а ξ_1 характеризует производную по энергии тройной корреляционной функции (7). Как следует из сравнения выражений (8) и (4), топологический беспорядок приводит к дополнительному слагаемому в K , пропорциональному тройной корреляционной функции. В суперпозиционном приближении [3] тройная корреляционная функция является суммой произведений парных структурных факторов, поэтому для аморфного сплава

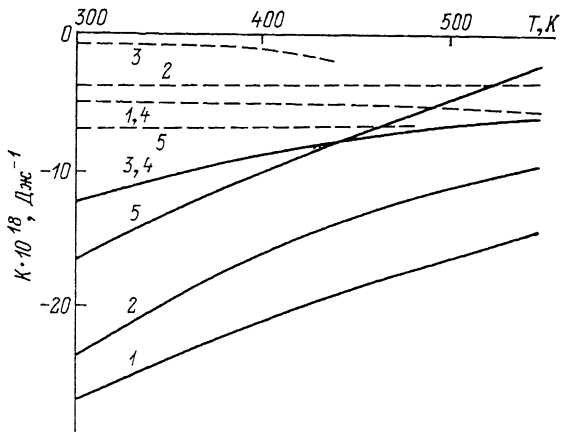


Рис. 3. Зависимость от температуры параметра K для сплавов $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{13}$ в аморфном (сплошная кривая) и кристаллическом (штриховая) состояниях $x=1$. (1), 4 (2), 8 (3), 16 (4), 21 (5).

$$\frac{\xi_1}{E_F} = \frac{1}{\langle \mathcal{S} \rangle} (\partial \langle \mathcal{S} \rangle / \partial E)_{E=E_F} \sim \frac{1}{S(2k_F)} (\partial S(q) / \partial q)_{q=2k_F} (\partial k / \partial E)_{E=E_F}. \quad (9)$$

Если сплав полностью разупорядочен, то $S(q)=1$ и $\xi_1=0$. В случае, когда пик структурного фактора лежит вне окрестности $2k_F$, производная $\partial S(q)/\partial q$ мала и этим вкладом в K можно пренебречь. Если пик структурного фактора имеет место при $q \approx 2k_F$, то этот член может давать вклад в K , сравнимый по величине с первым членом в (8), вызывая увеличение или уменьшение K при аморфизации сплава в зависимости от положения $2k_F$ относительно пика структурного фактора.

Из сравнения выражений (4) и (8) вытекает несколько возможных причин увеличения $|K|$ при аморфизации сплавов $(\text{Fe}_{100-x}\text{Ni}_x)_{90.8}\text{Si}_{5.6}\text{B}_{3.0}\text{Ge}_{1.0}$. Во-первых, это увеличение может быть связано с топологическим вкладом (9); во-вторых, с уменьшением $\mathcal{N}(E_F)$ при мало изменяющейся величине $[\partial \mathcal{N}(E) / \partial E]_{E=E_F}$; в-третьих, с изменением при аморфизации обменного расщепления d -состояний с противоположной поляризацией спинов. Последний механизм, по мнению авторов, является основным для данной системы сплавов. Действительно, известно [5], что в сплавах на основе Fe носителями АЭХ и АЭНЭ являются d -состояния обеих спиновых поляризацій. Так как $K=K_{\uparrow}+K_{\downarrow}$ (K_{\uparrow} и K_{\downarrow} могут иметь противоположные знаки), то изменение обменного расщепления приводит к изменению $\mathcal{N}_{\uparrow}(E_F)$, $\mathcal{N}_{\downarrow}(E_F)$, $\partial \mathcal{N}_{\uparrow} / \partial E$ и $\partial \mathcal{N}_{\downarrow} / \partial E$, а следовательно, согласно (8), к изменению отношения $|K_{\downarrow}|/|K_{\uparrow}|$ и K . При аморфизации сплава $(\text{Fe}_{100-x}\text{Ni}_x)_{90.8} \times \text{Si}_{5.2}\text{B}_{9.0}\text{Ge}_{1.0}$ его намагниченность увеличивается, что означает увеличение обменного расщепления d -состояний, и в свою очередь приводит к указанным выше изменениям. При увеличении содержания Ni в сплаве уменьшается различие в намагниченности образцов в аморфном и кри-

сталлическом состоянии и соответственно уменьшается отличие K^a от $K^{кр}$ (рис. 1, 3).

Обнаруженная температурная зависимость K^a при температурах выше комнатной является специфической особенностью аморфного состояния и может быть, согласно (8), обусловлена температурными зависимостями $[\partial \rho / \partial E]_{E=E_F}$, отношения $|K_{\downarrow} / K_{\uparrow}|$, параметра ξ_1 (тройной корреляционной функции). Однако сильная по сравнению с кристаллами зависимость K от температуры позволяет связать ее с неучтенным в выражении (5) или (8) вкладом неупругого рассеяния на магнитных неоднородностях. Два фактора обуславливают значительное увеличение этого вклада в аморфных ферромагнетиках по сравнению с кристаллическими. Во-первых, некогерентные процессы рассеяния с переворотом спина имеют место только в аморфных системах и экспериментально обнаружены при измерении $\rho(T)$ в аналогичных аморфных сплавах [6], а во-вторых, величина вклада когерентного и некогерентного рассеяния на магнитных неоднородностях при данной температуре существенно повышается при уменьшении T_c . Для проверки этого предположения необходимо провести экспериментальные и теоретические исследования АЭНЭ аморфных ферромагнетиков при низких температурах.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Campbell I. A., Fert A. // J. Phys. F. 1976. V. 6. N 5. P. 849.
- [2] Абдурахманов А. А. Кинетические эффекты в ферромагнитных металлах. Ростов, 1978. 303 с.
- [3] Ведяев А. В., Грановский А. Б. // ФММ. 1984. Т. 58. № 6. С. 1084.
- [4] Арсеньева А. Д. // Автореф. канд. дис. М., 1989.
- [5] Кондорский Е. И. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. № 6. С. 2085.
- [6] Vasvari B. // Physica B. 1989. V. 159. N 1. P. 79.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
23 ноября 1990 г.