

ду времени перенос происходит в пределах размеров проводящего кластера, а во втором — в пределах прилегающих к проводящему кластеру узлов при их блуждании. Последнее верно при низких концентрациях проводящих узлов, когда вероятность контакта с иным кластером пренебрежима. Поэтому с указанными ограничениями концентрацию X_m , разделяющую области, в которых превалирует один из механизмов, можно оценить из равенства количества узлов в кластере количеству прилегающих соседних узлов. Это условие зависит от формы кластера. Предполагая квадратную форму, такому условию будет отвечать квадрат со стороной 4 узла. В случае более сложной формы следует выбирать размер кластера > 4 . Тогда если положить, что размер кластера описывается соотношением $R_{cl} = (X_c - X)^{-\nu}$ ($\nu = 1.33$) [2], последует нижняя оценка $X_m > 0.24$.

Реально в системе в каждый момент времени средний размер кластера R_{cl} является статистически постоянным. Однако с учетом эволюции структуры в процессе переноса можно рассматривать некий эффективный размер кластера, характеризующий область проникновения диффузанта. Размер такого кластера изменяется во времени, и при $t \rightarrow \infty$ $R_{cl}^{eff} \rightarrow \infty$ даже при $X \rightarrow 0$. Учитывая линейность продвижения диффузионного фронта от времени, можно ввести $R_{cl}^{eff}(t) = R_{cl}(X, X_c) + V(X, X_c)t$ как величину, определяющую размер области, пораженной диффузантом, в зависимости от времени.

Итак, в сильно неоднородных системах, структура которых эволюционирует во времени, возможно ускорение явлений переноса при объемной доли проводящих структур ниже порога протекания.

Список литературы

- [1] Уббелоде А. Р. Расплавленное состояние вещества. М.: Металлургия. 1982. 374 с.
- [2] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука. 1979. 416 с.
- [3] Кановский И. Я., Удовичкий И. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1405—1408.

Черновицкий
государственный университет

Поступило в Редакцию
30 ноября 1989 г.
В окончательной редакции
11 марта 1990 г.

© Физика твердого тела, том 32, № 8, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 8, 1990

ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ [СПЛАВА (Fe, Ni)Rh ПРИ АНТИФЕРРО—ФЕРРОМАГНИТНОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОЛЯ

Н. В. Баранов, М. Н. Хлопкин

Сплавы FeRh относят к числу объектов, в которых наличие антиферро(АФ)—ферромагнитных(Ф) переходов первого рода при изменении температуры, концентрации компонентов под действием магнитного поля или давления может быть обусловлено особенностями энергетического спектра электронов [1]. Наряду с магнитной неустойчивостью для него характерна также структурная неустойчивость, проявляющаяся в превращении упорядоченной кубической структуры типа CsCl в неупорядоченную ГЦК-структуру при пластической деформации [2]. Для объяснения природы АФ—Ф-переходов в FeRh в ранних работах использовали обменно-инверсионную модель Киттеля (см., например, [3]).

Исследования электрических свойств [4, 5], измерения электронной части теплоемкости [6-8] и расчеты зонной структуры [9, 10] сплавов FeRh указывают на возможное различие плотности электронных состояний при АФ- и Ф-упорядочении. Значения коэффициента электронной теплоемкости по данным эксперимента и расчета представлены в таблице. Как видно, значения γ для АФ- и Ф-состояний определены на разных сплавах с содержанием Fe соответственно меньше и больше 50 ат.%. При этом наблюдается значительный разброс в значениях γ , полученных разными авторами на сплавах близкого химического состава. Кроме того, введение небольшого количества другого элемента, например иридия вместо родия [8], приводит к чрезвычайно высокой величине γ , несмотря на то что сплав при низких температурах упорядочен антиферромагнитно.

Значения коэффициента электронной теплоемкости γ для сплавов FeRh по данным эксперимента и из расчетов зонной структуры

Сплав	γ , мкДж/г · К ²	
	ферромагнетик	антиферромагнетик
Fe ₅₃ Rh ₄₇ [6]	59	—
Fe ₅₂ Rh ₄₈ [7]	21	—
Fe _{51,8} Rh _{48,8} [8]	62.5	—
Fe ₅₁ Rh ₄₉ [8]	60	—
Fe _{49,1} Rh _{50,9} [6]	—	10.5
Fe ₄₉ Rh ₅₁ [6]	—	16
Fe _{49,5} Rh _{45,5} Ir ₅ [8]	—	101
Fe ₅₀ Rh ₅₀ [9]	60.1 (теор.)	35.1 (теор.)
Fe ₅₀ Rh ₅₀ [10]	70.6 (теор.)	15.2 (теор.)
(Fe,Ni) ₄₉ Rh ₅₁	79 (наст. раб.)	35 (наст. раб.)

Дополнительные сомнения в существовании различий в плотности состояний при АФ- и Ф-упорядочении внесли исследования сплавов FeRh с помощью аннигиляции позитронов [11], которые не обнаружили заметных изменений электронной структуры сплава при переходе от антиферромагнитного порядка к ферромагнитному. Поэтому с полной уверенностью утвердительно ответить на вопрос о существовании значительных различий в значениях γ в АФ- и Ф-состояниях на основании имеющихся данных, по-видимому, нельзя, хотя ответ на этот вопрос представляется важным, поскольку речь идет о природе АФ—Ф превращений в сплавах FeRh.

Целью настоящей работы являлось определение электронной теплоемкости в АФ- и Ф-состояниях, реализующихся в одном и том же сплаве при низких температурах. Эти результаты оказались возможным получить на сплаве (Fe_{0,965}Ni_{0,035})₄₉Rh₅₁, поскольку, как показано в [5], частичное замещение железа никелем приводит к значительному снижению критических полей переходов и позволяет проводить измерения теплоемкости с использованием статических магнитных полей с индукцией меньше 8 Тл.

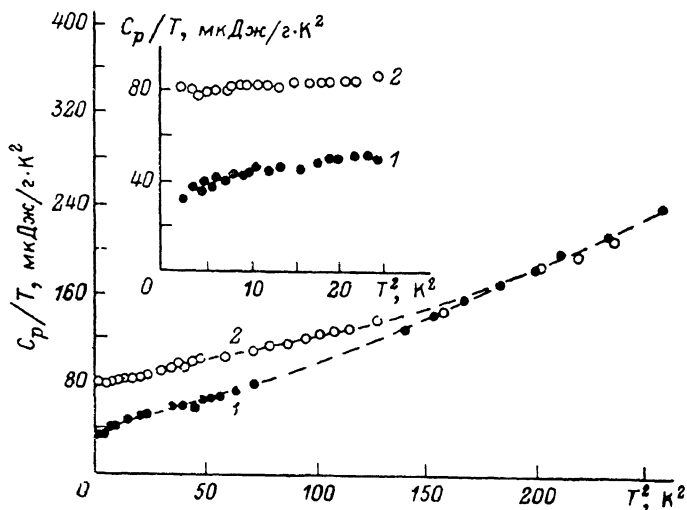
Измерения теплоемкости проводились на образце массой около 1 г с помощью адиабатического калориметра по методике, изложенной в [12]. Способ получения сплава описан в [5]. Анализ результатов измерений может быть проведен на основе известного выражения

$$C_P = \gamma T + \beta T^2 + C_m$$

β — коэффициент решеточной теплоемкости, C_m — магнитный вклад в теплоемкость.

На рисунке представлены зависимости C_P/T от T^2 , измеренные в отсутствие поля и при $\mu_0 H = 6$ Тл. Значение коэффициента γ ($H=0$) ≈ 35 мкДж/г · К² превышает (см. таблицу) величины, полученные на антиферромагнитных сплавах в [6, 8]. Это может быть обусловлено изменением плотности состояний из-за смещения E_F в сторону больших энергий при частичном

замещени и железа никелем. Кроме того, значение γ может быть несколько завышено из-за наличия в антиферромагнитном сплаве следов Ф-фазы [5], поскольку он находится вблизи критической концентрации АФ—Ф-перехода. Включение магнитного поля $\mu_0 H = 6$ Тл, которое согласно [5], превышает критическое поле АФ—Ф-перехода для данного сплава и переводит его в Ф-состояние, вызывает значительный рост электронного вклада в теплоемкость. Из рисунка (см. вставку) видно, что значение γ возросло до ≈ 79 мкДж/г·К². Этот факт является прямым экспериментальным



Зависимости C_p/T от T^2 , полученные для образца сплава $(\text{Fe}_{0.985}\text{Ni}_{0.035})_{49}\text{Rh}_{51}$ в отсутствие поля (1) и при $\mu_0 H = 6$ Тл (2).

подтверждением выводов зонной теории [9, 10] о существенном различии в плотности электронных состояний сплава FeRh при АФ- и Ф-упорядочении и свидетельствует о расположении уровня Ферми в области резких изменений зависимости $N(E)$.

Возможность перевода зонного антиферромагнетика в Ф-состояние под действием поля была предсказана Вольфартом [13]. Согласно [13], АФ—Ф-переход может быть реализован при условиях, определяемых видом зависимости $N(E)$ в непосредственной близости к E_F , в частности при большом значении dN/dE и (или) при большой отрицательной кривизне $N(E)$. Первое условие, как следует из [10] и из данных настоящей работы, по-видимому, действительно выполняется в FeRh.

Как видно из рисунка, с ростом температуры происходит уменьшение разрыва в значениях теплоемкости сплава при $H=0$ и $\mu_0 H = 6$ Тл. Такое поведение может быть обусловлено разными по величине магнитными вкладами в теплоемкость C_m при АФ- и Ф-упорядочении из-за различия в законах дисперсии спиновых волн.

Список литературы

- [1] Веселаго В. Г., Винокурова Л. И., Власов А. В. и др. // Тр. ИОФАН. 1986. Т. 3. С. 34—59.
- [2] Lommel J. M., Kouvel J. S. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 3. P. 1263—1264.
- [3] Кузьмин Е. В., Петраковский Г. А., Завадский Э. А. Физика магнитоупорядоченных веществ. Новосибирск, 1976. Гл. 3.
- [4] Schinkel C. I., Hartog R., Hochstenbach F. H. A. M. // J. Phys. F: Metal. Phys. 1974. V. 4. N 9. P. 1412—1422.
- [5] Баранов Н. В., Барабанова Е. А. // Металлофизика. 1988. Т. 10. N 4. С. 84—89.
- [6] Tu P., Heeger A. J., Kouvel J. S., Comley J. B. // Appl. Phys. 1969. V. 40. N 3. Pt. 2. P. 1368—1372.
- [7] Dreyfus B., Stetsenko P., Thoulouze D. // Phys. Lett. 1967. V. 24A. P. 454—455.
- [8] Ivarsson J., Pickett G. R., Toth J. // Phys. Lett. 1979. V. 35A. N 3. P. 167—168.
- [9] Hasegawa H. // J. Magn. Magn. Mater. 1987. V. 66. P. 175—186.
- [10] Koenig C. // J. Phys. F: Metal. Phys. 1982. V. 12. T. 1123—1137.

- [11] Adam A., Cser L., Kajsos Z. S., Zimmer G. // Phys. St. Sol. 1972. V. 49. N 1. P. K79—K82.
 [12] Хлопкин М. Н., Черноплеков И. А., Черемных П. А. // Препринт ИАЭ-3549/10. М., 1982.
 [13] Wohlfarth E. P. // Phys. Lett. 1963. V. 4. P. 83—84.

Уральский
 государственный университет
 им. А. М. Горького
 НИИ физики и прикладной математики
 Свердловск
 Институт атомной энергии
 им. И. В. Курчатова
 Москва

Поступило в Редакцию
 11 марта 1990 г.

УДК 539.219.1

© Физика твердого тела, том 32, № 8, 1990
 Solid State Physics, vol. 32, N 8, 1990

ЭФФЕКТ ХОЛЛА НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ В СИЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ СРЕДАХ ПРИ СЛАБЫХ И СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

И. И. Фищук

Эффект Холла обычно используется для определения знака и концентрации носителей заряда в кристаллических системах [1]. При этом в слабых магнитных полях необходимо знать механизм рассеяния носителей заряда, в сильных магнитных полях постоянная Холла от механизма рассеяния не зависит. В случае неоднородных систем ситуация усложняется. Концентрация носителей заряда n_n , найденная из холловских измерений, уже не совпадает с концентрацией n_c , определяющей ток проводимости. При этом в постоянном электрическом поле $n_n \gg n_c$. Подробно этот вопрос обсужден в [2], где отмечено, что точная количественная теория эффекта Холла в случайно-неоднородных системах отсутствует. Но для отдельных частных моделей получено, что постоянная Холла определяется средней по образцу концентрацией \bar{n} .

В настоящем сообщении представлены результаты для эффекта Холла в широкой области частот ω переменного электрического поля в трехмерных сильно неоднородных системах. Предполагается, что средний размер неоднородностей значительно больше длины свободного пробега носителей заряда. При этом использованы результаты, полученные методом эффективной среды в работе [3].

В общем случае эффективное значение постоянной Холла в магнитном поле H определяется выражением

$$R_m(\omega) = \frac{\sigma_m^{yx}(\omega)}{[\sigma_m^{xx}(\omega)]^2 + [\sigma_m^{yx}(\omega)]^2}. \quad (1)$$

В первом случае рассмотрим слабые магнитные поля ($\omega_c \langle \tau \rangle \ll 1$, $\omega_c = eH/mc$, τ — время свободного пробега носителей заряда). В низкочастотной области ($\omega \ll \omega_1$) имеем [3]

$$\sigma_m^{yx} = \frac{3}{2D} \omega_c \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle} \sigma_m^{xx}, \quad \sigma_m^{xx} = \frac{\sigma_0}{2} e^{D/3}, \quad (2)$$

$$\sigma_0 = \frac{e^2}{m} n_0 \langle \tau \rangle, \quad (3)$$

а в высокочастотной ($\omega \gg \omega_2$)

$$\sigma_m^{yx} = \omega_c \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle} \sigma_m^{xx}, \quad \sigma_m^{xx} = \frac{\sigma_0}{2D} e^D. \quad (4)$$