

## Транспортные свойства атомно-разупорядоченных соединений с тяжелыми фермионами $\text{CeT}_2\text{X}_2$ ( $\text{T}=\text{Ni}, \text{Cu}, \text{Pd}$ ; $\text{X}=\text{Si}, \text{Ge}$ ) и $\text{CeCu}_6$

Карькин А. Е., Кривошеков А. С., Бергер И. Ф., Воронин В. И., Акшенцев Ю. Н., Гощицкий Б. Н.  
Институт Физики металлов, 620219, Екатеринбург, ГСП-170

В системах с тяжелыми фермионами (ТФ) с упорядоченно расположенными атомами  $f$ -элементов (решетка Кондо) при низких температурах  $T$  образуется Ферми-жидкостное (ФЖ) состояние, соответствующее когерентному движению носителей заряда аномально большой массы. При повышении температуры это состояние распадается на две независимые системы: локализованные  $f$ -электроны с хорошо определенным магнитным моментом и легкие электроны проводимости [1].

Чтобы изучить роль упорядоченного расположения атомов в решетке Кондо в формировании ФЖ состояния, мы исследовали влияние атомного разупорядочения на электросопротивление  $\rho(T)$  и постоянную Холла  $R_H(T)$  в ряде ТФ соединений. Соединения  $\text{CeCu}_2\text{Ge}_2$ ,  $\text{CePd}_2\text{Ge}_2$  и  $\text{CePd}_2\text{Si}_2$  являются антиферромагнетиками с  $T_N \approx 4.0, 4.5$  и  $10.5$  К, соответственно;  $\text{CeNi}_2\text{Ge}_2$  и  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ , показывают не Ферми-жидкостное (НФЖ) поведение с линейным низкотемпературным  $\rho(T)$  вместо квадратичного в ФЖ системах. Для соединения  $\text{CeCu}_6$ , имеющего большую эффективную массу электронов, также была изучена кристаллическая структура методом нейтронной дифракции и проведены измерения намагниченности.

Все соединения были облучены быстрыми нейтронами (флюенс  $\Phi = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ ) при температуре 330 К.

После облучения соединения  $\text{CeCu}_6$  тип кристаллической структуры (группа  $\text{Pnma}$ ), сохраняется, при этом параметры  $a$  и  $c$  увеличились на 0.2% и 0.7%, соответственно, а параметр  $b$  уменьшился на 0.5%; в то же самое время, среднеквадратичные смещения  $\langle u^2 \rangle$  увеличились от  $0.008 \text{ \AA}^{-2}$  до  $0.014 \text{ \AA}^{-2}$ . Числа заполнения для атомов Ce и Cu не меняются с точностью 0.01.

Температура АФМ перехода в облученных образцах  $\text{CeCu}_2\text{Ge}_2$  и  $\text{CePd}_2\text{Ge}_2$  немного уменьшилась, в то время как в  $\text{CePd}_2\text{Si}_2$  АФМ переход подавляется. Остаточное электросопротивление в этих соединениях увеличивается от 5-10 мОм\*см до 100-300 мОм\*см, в то время как низкотемпературный квадратичный вклад уменьшается.

Высокотемпературный отжиг образцов приводит к восстановлению начальных свойств.

На Рис. 1. показаны температурные зависимости электросопротивления  $\rho(T)$  и постоянной Холла  $R_H(T)$  (вставка) для  $\text{CeCu}_6$ . Кривая 1 – исходный образец, кривая 2 – облученный. Чтобы объяснить такой вид зависимости  $R_H(T)$ , мы предполагаем, что существуют, по крайней мере, три типа носителей зарядов в исходном образце: легкие и тяжелые

электроны, и легкие дырки (многозонная модель) с различными температурными зависимостями электросопротивления.

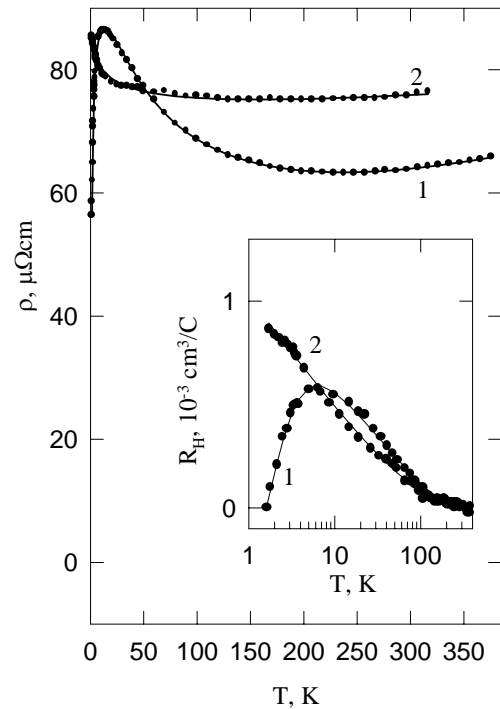


Рис. 1 Температурные зависимости электросопротивления  $\rho(T)$  и постоянной Холла  $R_H(T)$  для  $\text{CeCu}_6$ . Кривые 1 и 2 – начальное и облученное состояние, соответственно.

В высокотемпературной области зависимости  $R_H(T)$  наблюдается практически полная компенсация электронного и дырочного вкладов. При уменьшении температуры происходит увеличение дырочного вклада, который достигает максимума при  $T \approx 5$  К, а в дальнейшем вновь уменьшается из-за компенсации тяжелыми электронами. Легкие электроны испытывают сильное магнитное рассеяние (эффект Кондо), что приводит к появлению в  $\rho(T)$  и  $R_H(T)$  логарифмического члена (вставка, рис. 1). Облучение приводит к исчезновению ТФ канала проводимости, так что логарифмическая низкотемпературная зависимость  $\rho(T)$  и  $R_H(T)$  становится видимой. Очевидно, подобная многозонная модель может применяться также и к другим соединениям с тяжелыми фермионами.

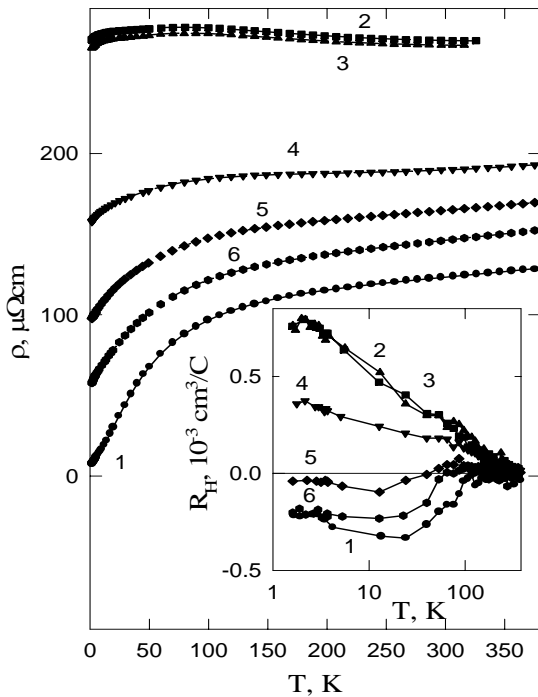


Рис. 2. электросопротивление  $\rho(T)$  для исходного (1), облученного (2), и отожженных при  $T=100^\circ\text{C}$  (3),  $200^\circ\text{C}$  (4),  $300^\circ\text{C}$  (5) и  $400^\circ\text{C}$  (6) монокристаллического образца  $\text{CeNi}_2\text{Ge}_2$ . На вставке –  $R_H(T)$  в поллогарифмическом масштабе ( $H \parallel c$ ).

Подобное поведение транспорта наблюдается и в соединениях  $\text{CeT}_2\text{X}_2$  ( $T=\text{Ni, Cu, Pd}$ ;  $X=\text{Si, Ge}$ ), но в НФЖ соединениях  $\text{CeNi}_2\text{Ge}_2$  и  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  (Рис. 2) вклады тяжелых и легких носителей в электронные транспортные свойства отличаются от рассмотренных вкладов для ФЖ соединений. После облучения соединение  $\text{CeNi}_2\text{Ge}_2$  не проявляет ФЖ поведения, так как после облучения все еще наблюдается линейная низкотемпературная зависимость в  $\rho(T)$ . Анизотропия электросопротивления  $\rho_c/\rho_{ab}$  меняется от 3.6 при низкой температуре до 0.6 при высокой температуре в исходном образце. Облучение нейтронами приводит к тому, что  $\rho_c/\rho_{ab}$  становится независимым от температуры.

На Рис. 3 показаны температурные зависимости намагниченности  $M$  и обратной магнитной восприимчивости для начального и облученного состояния (кривые 1 и 2, соответственно) соединения  $\text{CeCu}_6$ . При уменьшении температуры от 100 К намагниченность образца медленно растет до насыщения, что характеризует ТФ состояние. В облученном образце намагниченность резко возрастает при 1.8 К из-за присутствия локализованных состояний, демонстрируя зависимость типа Кюри-Вейсса (вставка, рис. 3).

В заключение нами было показано, что атомное разупорядочение приводит к практически полному подавлению ТФ состояния в изученных соединениях, что соответствует сильному (на два порядка) уменьшению концентрации тяжелых носителей

зарядов, при этом изменения параметров легких носителей малы.

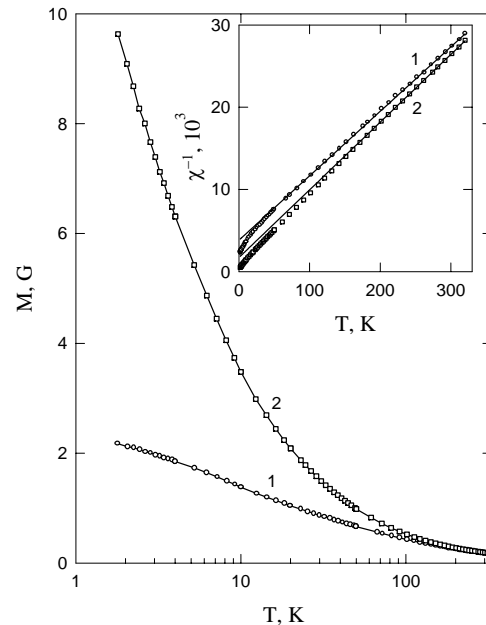


Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности  $M$  и обратной магнитной восприимчивости  $\chi$  в поле  $H = 0.5$  Тл для  $\text{CeCu}_6$ . Кривые 1 и 2 соответствуют начальному и облученному состоянию.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минпромнауки РФ (Гос. Контракты № 40.012.1.1.1150, № 40.012.1.1.1356/Договор № 12/04), Программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (Проект № НШ-639.2003.2), РФФИ (Проект № 04-2-16053) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовая макрофизика» (Гос. Контракт № 1000-251/П-03/040-348-11054-269, Проект № 3 УрО РАН).

[1] G. R. Stewart, Rev. of Mod. Phys.