

# Влияние интенсивной пластической деформации на электронные свойства сплава $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$

© Н.И. Коуров, В.Г. Пушин, А.В. Королев, Ю.В. Князев,  
Л.Н. Буйнова, Н.В. Гохфельд, В.П. Пилюгин

Институт физики металлов УрО РАН,  
Екатеринбург, Россия

E-mail: kourov@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 14 апреля 2009 г.  
В окончательной редакции 13 мая 2009 г.)

Исследованы электрические, магнитные и оптические свойства тройного сплава  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$ , находящегося в различных состояниях — упорядоченном и разупорядоченном, методом интенсивной пластической деформации кручением под давлением в наковальнях Бриджмена. Показано, что в результате такой деформации остаточное сопротивление сплава возрастает примерно на 11%, а абсолютная величина отрицательной по знаку термоэдс уменьшается. Большая величина диамагнитной восприимчивости сплавов объясняется существенной ролью носителей тока, имеющих эффективную массу много меньше массы свободных электронов. Поведение оптической проводимости обсуждается с учетом результатов зонных расчетов. Полученные экспериментальные данные для сплава  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$  сравниваются с результатами аналогичных исследований бинарного сплава  $\text{Cu}_3\text{Au}$ .

Работа выполнена по плану РАН темы № г.р. 01.2.006 13392 и 01.2.00613395.

## 1. Введение

Бинарные сплавы системы  $\text{Cu}-\text{Au}$  многие годы находятся под пристальным вниманием исследователей, так как широко применяются в электронной промышленности. Важным является получение необходимых для практики эксплуатационных характеристик сплавов, которые определяются как особенностями кристаллической структуры, так и электронными зонными параметрами. Особое место занимают сплавы вблизи стехиометрического состава  $\text{Cu}_3\text{Au}$ , на примере которых выясняют зависимость свойств от режима получения образцов и легирования в них третьего компонента.

В настоящей работе исследуются изменения электронных свойств при легировании 4 at.% серебра исходного сплава  $\text{Cu}_3\text{Au}$ , а также влияние разупорядочения методом интенсивной пластической деформации кручением (ИПДК) под давлением 6 ГПа в наковальнях Бриджмена на 5 оборотов при комнатной температуре на характеристики тройного сплава  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$ . Проведенные электронно-микроскопические и рентгенодифрактометрические исследования показывают, что в результате ИПДК крупнозернистая (средний размер зерна  $\sim 100 \mu\text{m}$ ) атомно-упорядоченная  $L1_2$ -структура сплавов переходит в разупорядоченную A-структуру, в которой присутствуют зерна-кристаллиты наноразмерного (10–50 nm) масштаба с высокой плотностью дислокаций. Последующий нагрев пластически деформированных образцов до  $T > 700 \text{ K}$  приводит к отжигу дислокаций, укрупнению нанозерен до размеров более 100 nm и восстановлению атомно-упорядоченного состояния по типу  $L1_2$ . Исследованные образцы были получены в результате сплавления исходных компонентов:  $\text{Cu}$ ,  $\text{Au}$  и  $\text{Ag}$ , которые имели чистоту не хуже 99.99%. Измерения удельного электросопротивления  $\rho$  проведены

четырёхконтактным способом при температурах от 2 до 900 К. Абсолютная дифференциальная термоэдс  $S$  исследована в интервале  $80 \leq T \leq 350 \text{ K}$ . Магнитные свойства измерены с помощью СКВИД-магнитометра MPMS-5XL при  $H \leq 4 \text{ MA/m}$  и  $2 \leq T \leq 400 \text{ K}$ . Оптическая проводимость  $\sigma$  исследовалась при комнатной температуре. Спектры  $\sigma(E)$  рассчитаны из значений оптических постоянных (показателей преломления и поглощения), измеренных эллипсометрическим методом в интервале длин волн  $0.22-15 \mu\text{m}$  ( $0.082-5.64 \text{ eV}$ ).

Полученные экспериментальные данные для сплава  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$  сравниваются с результатами аналогичных исследований бинарного сплава  $\text{Cu}_3\text{Au}$ .

## 2. Электрические свойства

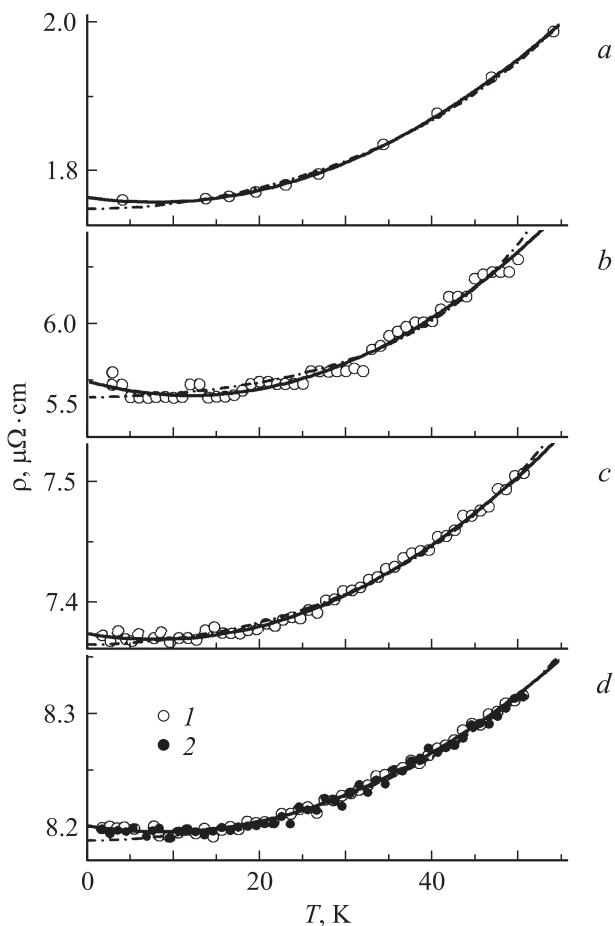
Результаты измерений сопротивления и термоэдс тройного сплава  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$  как в атомно-упорядоченном, так и в пластическом деформированном состояниях показаны на рис. 1–3. Для сравнения на рис. 1 и 3 приводятся экспериментальные данные по влиянию атомного разупорядочения на  $\rho(T)$  исходно предельно упорядоченного (со степенью атомного порядка  $\eta \sim 1$ ) сплава стехиометрического состава  $\text{Cu}_3\text{Au}$ . Более подробно кинетические свойства  $\text{Cu}_3\text{Au}$  обсуждаются в [1,2]. Казалось бы, низкотемпературное (при  $T \ll \theta_D$ , где  $\theta_D \sim 280 \text{ K}$  — температура Дебая  $\text{Cu}_3\text{Au}$  [3]) сопротивление рассматриваемых сплавов простых немагнитных металлов должно описываться обычным выражением, учитывающим наряду с вкладом от рассеяния электронов проводимости на статических неоднородностях (примесях и дефектах)  $\rho_0$  также электрон-электронную ( $\sim T^2$ ) и электрон-фононную ( $\sim T^5$ ) составляющие. Однако, как это видно из рис. 1, обработка

экспериментальных данных согласно выражению

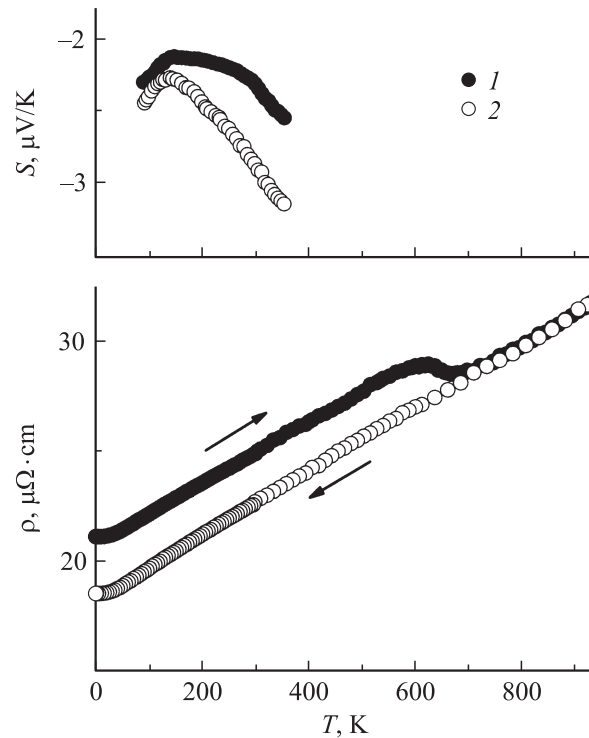
$$\rho = \rho_0 + bT^2 + cT^5 \quad (1)$$

не дает удовлетворительного описания зависимостей  $\rho(T)$ , экспериментально полученных для тройного  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$  и бинарного  $\text{Cu}_3\text{Au}$  сплавов, особенно в пределе наиболее низких температур.

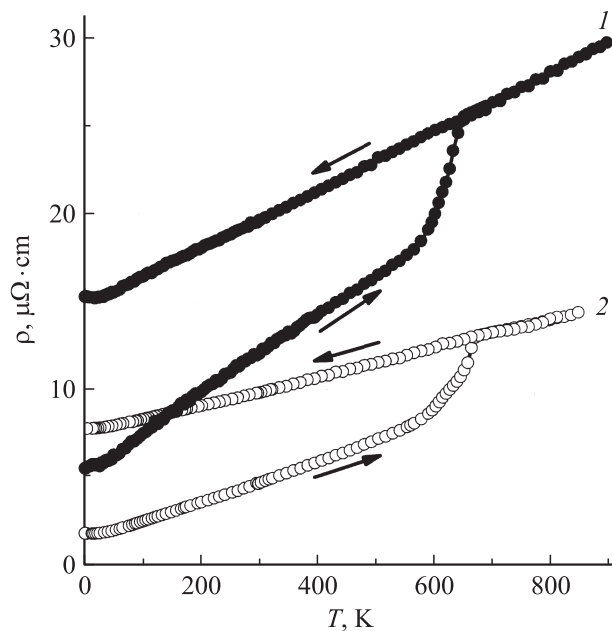
Для всех исследованных образцов на кривых  $\rho(T)$  в окрестности  $T = 10 \text{ K}$  явно прослеживается минимум. Согласно экспериментальным данным, приведенным на рис. 1, *a*, этот минимум  $\rho(T)$  не исчезает в достаточно сильных магнитных полях  $H = 4 \text{ MA/m}$ . Следовательно, его невозможно связать с известным эффектом Кондо, учитывающим рассеяние электронов проводимости на локализованных магнитных моментах примесных атомов [4]. Скорее всего, для описания низкотемпературной аномалии  $\rho(T)$ , обнаруженной в данных сплавах, необходимо использовать структурные аналоги эффекта Кондо.



**Рис. 1.** Низкотемпературное сопротивление предельно упорядоченного сплава  $\text{Cu}_3\text{Au}$  (*a*) и тройного сплава  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$ : предельно упорядоченного образца (*b*); после нагрева пластически деформированного образца до  $900 \text{ K}$  (*c*); пластически деформированного образца (*d*).  $H$ ,  $\text{MA/m}$ : 1 — 0, 2 — 4. Штрихпунктирная линия показывает результаты обработки экспериментальных данных по формуле (1), сплошная линия — согласно (2).



**Рис. 2.** Электросопротивление  $\rho$  и термоэдс  $S$  сплава  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$ : пластически деформированного (1) и после нагрева до  $900 \text{ K}$  (2). Стрелки показывают направление изменения температуры образца.



**Рис. 3.** Электросопротивление предельно упорядоченных сплавов  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$  (1) и  $\text{Cu}_3\text{Au}$  (2). Стрелки показывают направление изменения температуры образцов.

В этом случае минимум  $\rho(T)$  объясняется при учете рассеяния электронов проводимости на атомах, туннелирующих в двухминимумном потенциале, который возникает из-за особенностей структурного состояния сплавов

Результаты обработки экспериментальных данных  $\rho(T)$ , полученных при низких температурах, согласно выражению (2)

Сплав	$\rho_0, \mu\Omega \cdot \text{cm}$	$b \cdot 10^3, \mu\Omega \cdot \text{cm/K}$	$c \cdot 10^5, \mu\Omega \cdot \text{cm/K}^2$
Cu <sub>72</sub> Au <sub>24</sub> Ag <sub>4</sub> после ИПДК	8.2	1.265	7.01
Cu <sub>72</sub> Au <sub>24</sub> Ag <sub>4</sub> после нагрева до 900 К	7.374	1.255	7.61
Cu <sub>72</sub> Au <sub>24</sub> Ag <sub>4</sub> предельно упорядоченный	5.75	10.6	43.3
Cu <sub>3</sub> Au предельно упорядоченный	1.764	1.75	10.7

(так называемые двухуровневые системы). В рассматриваемых сплавах эти особенности могут быть следствием существования антифазной доменной структуры (см., например, [1,2] и литературу в них). По-видимому, вблизи антифазных границ состояние атомов неустойчиво, что и приводит к формированию двухминимумного потенциала. Так как в настоящей работе не ставится задача детального исследования природы двухуровневых систем, то из ряда моделей, используемых обычно при рассмотрении низкотемпературного сопротивления, выберем ту, которая дает линейную по температуре отрицательную по знаку составляющую, т. е.

$$\rho = \rho_0 - bT + cT^2. \quad (2)$$

Физическое обоснование этой модели приводится, например, в [5]. Отметим только, что, согласно [5], область существования линейной по температуре добавки в  $\rho(T)$  определяется шириной функции распределения расщеплений двухуровневых состояний (ДУС) ( $T \ll 100$  К). Результаты обработки экспериментальных данных  $\rho(T)$ , полученных нами при низких температурах, согласно выражению (2), приведены в таблице. На рис. 1 видно удовлетворительное согласие такого модельного описания и результатов измерения сопротивления для всех рассматриваемых сплавов при низких температурах.

Сравнение величины вкладов в  $\rho(T)$ , определенных согласно (2), свидетельствует, что добавка к сопротивлению вследствие упругого рассеяния электронов проводимости на ДУС является определяющей для низкотемпературного сопротивления исследованных сплавов. Наоборот, электрон-фононная составляющая  $\rho(T)$  в низкотемпературном интервале пренебрежимо мала. Достаточно сильное изменение величины остаточного сопротивления является следствием возрастания упругого рассеяния электронов проводимости на статистических неоднородностях, возникающих в результате ИПДК образцов и особенно при легировании Cu<sub>3</sub>Au серебром.

Из рис. 2 и 3 следует, что при увеличении температуры до значений  $\theta_D$  и выше, вплоть до температуры начала процесса упорядочения  $T_0 \geq 550$  К, зависимости  $\rho(T)$  всех образцов являются практически линейными функциями, т. е. определяются в основном электрон-фононной составляющей. Причем наклон  $\Delta\rho/\Delta T$  линейной зависимости  $\rho(T)$  уменьшается при разупорядочении сплавов. Согласно [6], в одноэлектронном приближении такое изменение температурного коэффициента сопротивления в упорядочивающихся сплавах можно

объяснить изменением спектра электронов проводимости из-за размытия энергетической щели, обусловленной дальним атомным порядком в сплаве. Однако в результате легирования сплава Cu<sub>3</sub>Au серебром величина  $\Delta\rho/\Delta T$ , наоборот, резко возрастает, что можно связать с существенным изменением параметров электрон-фононного взаимодействия.

В окрестности  $T_0$  для исследованных сплавов наблюдается аномально сильное изменение  $\rho(T)$ . Как видно из рис. 2, в тройном сплаве Cu<sub>72</sub>Au<sub>24</sub>Ag<sub>4</sub>, разупорядоченном методом ИПДК, при  $T \geq T_0$  происходит падение величины  $\rho(T)$  примерно на 11%, что объясняется дополнительным упорядочением легированных атомов серебра по узлам кристаллической решетки Cu<sub>3</sub>Au. Согласно экспериментальным данным, приведенным на рис. 3, в предельно упорядоченных тройном и бинарном сплавах, наоборот, при  $T \geq T_0$ , вследствие атомного разупорядочивания имеет место резкий рост сопротивления.

Сравнение результатов измерений термоэдс, приведенных на рис. 2 для сплава Cu<sub>72</sub>Au<sub>24</sub>Ag<sub>4</sub>, с зависимостью  $S(T)$  в сплаве стехиометрического состава Cu<sub>3</sub>Au, полученной в [2], показывает их полную идентичность. В исследованном интервале температур поведение  $S(T)$  в основном определяется линейной по температуре диффузионной составляющей. Отклонение от линейности  $S(T)$  в пределе более низких температур обусловлено процессами фононного увлечения электронов проводимости [7]. Термоэдс имеет отрицательный знак. При разупорядочении тройного сплава Cu<sub>72</sub>Au<sub>24</sub>Ag<sub>4</sub>, как и бинарного сплава Cu<sub>3</sub>Au [2], абсолютные значения  $S(T)$  уменьшаются. Следует отметить, что, согласно [2], в данных сплавах можно ожидать появления добавочной термоэдс, пропорциональной температуре, если поверхность Ферми проходит вблизи границы интервала запрещенных энергий, связанного с эффектом упорядочения [8],

$$S_d = (\pi^2 k_B^2 T / 3eE_F)(k_0/|k_0 - f_F|) [\kappa^2 / (k_0 - f_F)^2]. \quad (3)$$

В выражении (3)  $k_B$  — константа Больцмана,  $\kappa = m^* \delta_0 \eta / 2\hbar^2 k_0$ ,  $\delta_0$  — максимальная ширина энергетической щели в электронном спектре. При этом добавочная термоэдс имеет отрицательный знак, если значение фермиевского квазиимпульса  $k_F$  больше квазиимпульса  $k_0$ , при котором в спектре появляется разрыв. В случае  $k_F < k_0$  такая добавочная термоэдс имеет положительный знак. Изменение величины  $S(T)$ , наблюдаемое при легировании Cu<sub>3</sub>Au серебром и при

разупорядочивании как бинарного, так и тройного сплава, отражает перестройку зонной структуры сплавов вблизи  $E_F$ , происходящую в результате размытия щели в электронном спектре.

### 3. Магнитные свойства

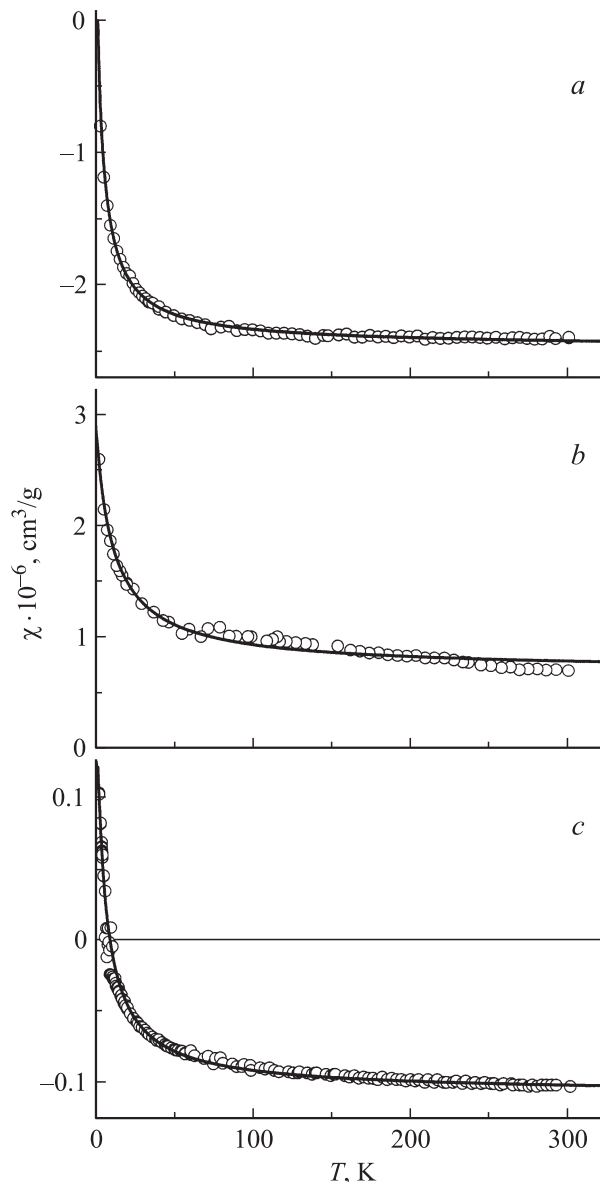
Поведение температурной зависимости магнитной восприимчивости в исходно упорядоченном сплаве  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$ , а затем разупорядоченным методом ИПДК, показано на рис. 4. Там же приведены результаты измерений  $\chi(T)$  для упорядоченного  $\text{Cu}_3\text{Au}$ . Видно, что в упорядоченных бинарном и тройном сплавах зависимости  $\chi(T)$  в пределах погрешности измерений описываются обобщенным законом, который учитывает положительную типа Кюри–Вейсса и не зависящую от температуры отрицательную составляющие [9]

$$\chi = \chi_0 + \frac{N_A \mu_{\text{eff}}^2}{3k_B(T - \Theta_P)}, \quad (4)$$

где  $N_A$  — число Авогадро. В результате обработки экспериментальных данных согласно (4) для тройного сплава определяются значения парамагнитной температуры Кюри  $\Theta_P = -6$  К, эффективного магнитного момента  $\mu_{\text{eff}} = 0.035 \mu_B/\text{atom}$  и не зависящей от температуры составляющей  $\chi_0 = -1.06 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{g}$ . Соответственно для бинарного сплава имеем  $\Theta_P = -3.8$  К,  $\mu_{\text{eff}} = 0.025 \mu_B/\text{atom}$  и  $\chi_0 = -2.46 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{g}$ .

Наличие кюри-вейссовской добавки в  $\chi(T)$  указывает на присутствие в сплавах примесных магнитных атомов. Проведенные оценки показывают их примерную концентрацию  $\sim 0.01 \text{ at.}\%$ , что согласуется с чистой компонент, используемых при получении сплавов. Такая малая концентрация магнитных атомов, по-видимому, дает незначительную кондовскую добавку в низкотемпературное сопротивление сплавов, а поэтому их зависимость  $\rho(T)$  практически не изменяется в сильном магнитном поле (рис. 1).

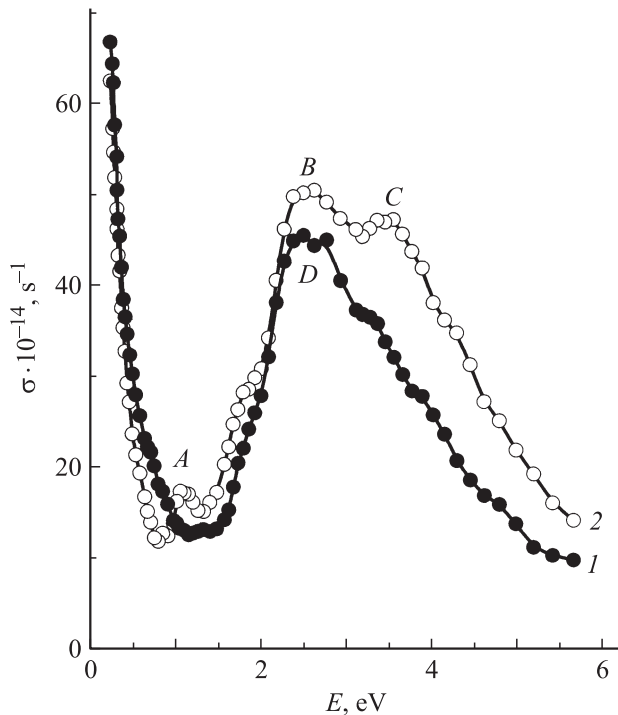
Наличие большого по величине диамагнитного вклада в магнитную восприимчивость может быть следствием определяющей роли легких носителей, имеющих эффективную массу  $m^*$ , меньшую, чем масса свободных электронов  $m_0$  ( $m^* < \sqrt{3} m_0$ ) [9]. В этом случае парамагнитная паулиевская составляющая, пропорциональная плотности состояний на уровне Ферми [ $\chi_P = 2\mu_B^2 n(E_F)$ ], подавлена диамагнетизмом Ландау [ $\chi_d = -(m_0/m^*)^2 \chi_P/3$ ] электронов проводимости и диамагнетизмом ионного остова. Оценка плотности электронных состояний на уровне Ферми, полученная из данных по низкотемпературной теплоемкости  $\text{Cu}_3\text{Au}$ , и сам вид его поверхности Ферми [3] также свидетельствует об определяющей роли легких носителей тока в формировании электронных свойств данных сплавов. В частности, низкие значения  $n(E_F) \sim 0.15 \text{ state/eV} \cdot \text{fu.}$  согласуются с большой величиной диамагнетизма Ландау, а также указывают на присутствие энергетической щели вблизи  $E_F$  исследованных



**Рис. 4.** Магнитная восприимчивость упорядоченного сплава  $\text{Cu}_3\text{Au}$  (а), пластически деформированного (б) и исходно упорядоченного (с) сплава  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$ . Сплошные линии показывают результаты обработки экспериментальных данных согласно (4).

сплавов. Полученные нами результаты измерений термоэдс и магнитной восприимчивости свидетельствуют о достаточно сильной (величина  $\chi_0$  в бинарном сплаве примерно в 2 раза больше, чем в тройном) перестройке электронной зонной структуры в окрестности  $E_F$  при легировании серебра в стехиометрический сплав  $\text{Cu}_3\text{Au}$ .

Интенсивная пластическая деформация кручением под давлением в наковальнях Бриджмена приводит к смене знака  $\chi(T)$  в тройном сплаве  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$  на положительный и к значительному возрастанию величины магнитной восприимчивости. Из рис. 4 видно, что при этом экспериментальные данные неудовлетворительно описываются выражением (4). По-видимому,



**Рис. 5.** Оптическая проводимость при комнатной температуре для сплава  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$  в разупорядоченном (1) и в упорядоченном (2) состояниях.

в результате ИПДК в исследованный образец были внесены неконтролируемые добавки магнитной примеси. Это возможно, так как бойки наковален Бриджмена изготовлены из карбида вольфрама с кобальтовой смазкой. Оценка из величины парамагнитной составляющей показывает, что наблюдаемое изменение  $\chi(T)$  в результате ИПДК объясняется при внедрении в образец всего лишь 0.04 at.% кобальта.

#### 4. Оптические свойства

Дополнительная информация о характере перестройки электронной структуры тройного сплава  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$  при разупорядочении методом ИПДК может быть получена при исследовании спектров оптического поглощения. На рис. 5 приведены энергетические зависимости оптической проводимости  $\sigma(E)$  для данного сплава в исходно упорядоченном и пластически деформированном состояниях. Поведение частотной дисперсии оптической проводимости сплава в обоих структурных фазах в целом характерно для металлоподобных сред и определяется в низкоэнергетической области ( $E < 0.7 \text{ eV}$ ) друдевским подъемом ( $\sigma \sim \omega^{-2}$ ), связанным с внутризонным возбуждением электронов электромагнитным полем световой волны, а с ростом частоты света — квантовым поглощением.

О преобладающей роли межзонных переходов в процессе поглощения света при  $E > 1 \text{ eV}$  свидетельствуют возникающие в структуре  $\sigma(\omega)$ -немонотонности, а

также значительный рост этой функции. Конкретный вид частотной зависимости оптической проводимости в данной области энергий отражает реальное строение зонного спектра электронов и, как правило, зависит от вероятности переходов. Сравнивая между собой зависимости  $\sigma(E)$ , полученные для упорядоченного и пластически деформированного сплава, можно отметить ряд особенностей, интенсивность, ширина и локализация которых зависят от структурного состояния. Так, в спектре оптической проводимости сплава  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$ , находящегося в упорядоченном состоянии, наблюдаются три максимума A, B и C, локализованные соответственно при энергиях 1.1, 2.6 и 3.5 eV. При переходе в разупорядоченное (пластически деформированное) состояние вид спектральной зависимости  $\sigma(\omega)$  существенно изменяется и характеризуется одним максимумом D, положение которого совпадает с пиком B в упорядоченном сплаве. Кроме того, разупорядочение приводит к полному исчезновению пика A, а максимум C трансформируется в „плечо“ при энергиях 3.2–3.6 eV.

Идентификация природы наблюдаемых изменений в спектре  $\sigma(\omega)$  при разупорядочении может быть наиболее полной при наличии соответствующих расчетов электронного спектра исследуемого сплава в обоих фазовых состояниях. Отсутствие таких данных для  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$  не позволяет детально интерпретировать структуру спектра оптической проводимости как в упорядоченном состоянии, так и после воздействия ИПДК. В то же время исходя из почти полного сходства спектров оптического поглощения исследуемого в настоящей работе сплава и близкого по составу соединения  $\text{Cu}_3\text{Au}$ , для которого имеются зонные расчеты и результаты измерений оптической проводимости [10], можно предположить, что природа межзонного поглощения в этих двух сплавах идентична. Естественно, такая интерпретация является качественной, поскольку внедрение атомов Ag, хаотически замещающих основные компоненты Cu и Au в сплаве  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$ , может в определенной степени видоизменить структуру энергетических зон. В [10] установлено, что спектральные особенности соединения  $\text{Cu}_3\text{Au}$ , атомно-упорядоченного по структурному типу  $L1_2$ , определяются двумя системами d-зон выше и ниже уровня Ферми  $E_F$ . На энергетической зависимости плотности электронных состояний  $n(E)$  3d-состояния атомов Cu доминируют ниже  $E_F$  в интервале 0–4 eV, что отражено в наличии интенсивной структуры с двумя максимумами при 2 и 3.2 eV и слабым пиком при 0.8 eV. В области 4–7 eV ниже  $E_F$  преобладают 5d-состояния атомов Au, формирующие в  $n(E)$  широкую трехпиковую полосу. Выше уровня Ферми плотность состояний невелика и не имеет каких-либо особенностей. При расчете электронной структуры разупорядоченного (хаотичное расположение атомов) сплава  $\text{Cu}_3\text{Au}$  было установлено, что характер зависимости  $n(E)$ , связанный с 3d-состояниями Cu, существенно изменяется: слабый пик при 0.8 eV исчезает, а полоса при 0–4 eV с двумя максимумами трансформировалась в структуру с одним пиком, локализованным при 2 eV ниже  $E_F$ .

В соответствии с такой картиной энергетического спектра можно считать, что максимумы  $A$ ,  $B$  и  $C$  на кривой  $\sigma(E)$ , полученной в упорядоченном сплаве  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$ , формируются межзонными переходами с трех пиков  $n(E)$ , локализованных ниже  $E_F$ , в состоянии, расположенные выше  $E_F$ . Характер изменения зависимости  $\sigma(\omega)$  упорядоченного тройного сплава  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$  в процессе взаимодействия пластической деформации идентичен наблюдаемому в сплаве стехиометрического состава  $\text{Cu}_3\text{Au}$  при его разупорядочении. Это свидетельствует не только о близости электронных зонных структур бинарных и тройных сплавов, но также о сходстве трансформации их спектральных особенностей, происходящей при атомном разупорядочении.

Значения плазменных  $\Omega$  и релаксационных  $\gamma$  частот электронов проводимости были определены по оптическим постоянным из соотношений Друде в инфракрасном интервале спектра, где отсутствует влияние межзонного поглощения на диэлектрические функции. Феноменологически величина  $\Omega^2$  в одноэлектронном приближении для произвольного закона дисперсии энергетических зон определяется плотностью состояний на уровне Ферми  $n(E)$  [11], а параметр  $\gamma$  аддитивно учитывает все виды рассеяния электронов при их возбуждении электромагнитным полем световой волны и в пределе  $\omega \rightarrow 0$  пропорционален статическому электросопротивлению. В исходно упорядоченном состоянии сплава  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_2$  эти величины равны  $\Omega^2 = 23 \cdot 10^{30} \text{ s}^{-2}$  и  $\gamma = 1.6 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ . В результате пластической деформации сплава они приобретают значения:  $\Omega^2 = 27 \cdot 10^{30} \text{ s}^{-2}$  и  $\gamma = 1.9 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ . Видно, что тенденция изменения  $\gamma$  коррелирует с ростом сопротивления при воздействии ИПДК. В свою очередь возрастание  $\Omega^2$  из-за воздействия ИПДК почти на 15% свидетельствует об определенном увеличении  $n(E_F)$ . В целом, результаты оптических измерений указывают на существенную перестройку энергетического спектра исследованного тройного сплава при его разупорядочении как вблизи  $E_F$ , так и в интервале  $E_F \pm 5 \text{ eV}$  от уровня Ферми.

## Список литературы

- [1] Н.И. Коуров, Ю.Н. Циовкин, Н.В. Волкенштейн, М. Глиньский. ФММ **61**, 74 (1986).
- [2] Н.И. Коуров. ФНТ **18**, 1253 (1992).
- [3] J.A. Rayne. Phys. Rev. **108**, 649 (1957).
- [4] J. Kondo. Prog. Theor. Phys. **32**, 37 (1966).
- [5] Э.Г. Валиулин, Н.В. Волкенштейн, М.И. Кацнельсон, А.С. Щербаков. ФММ **60**, 499 (1985).
- [6] К.Б. Власов. ЖЭТФ **22**, 251 (1952).
- [7] Ф.Дж. Блатт, П.А. Шредер, К.Л. Фойлз, Д. Грейг. Термомолектородвижущая сила металлов / Пер. с англ. под ред. Д.К. Белашенко. Металлургия, М. (1980). 248 с.
- [8] С.И. Машаров, Н.М. Рыбалко. Изв. вузов. Физика **12**, 101 (1975).
- [9] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.
- [10] Z.W. Lu, S.H. Wei, A. Zunger. Phys. Rev. B **45**, 10 314 (1992).
- [11] М.И. Каганов, В.В. Слезов. ЖЭТФ **32**, 1496 (1957).