

Особенности электронных свойств деформационно-разупорядоченного сплава $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$

© Н.И. Коуров, В.Г. Пушин, Ю.В. Князев, А.В. Королёв

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: kourov@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 16 ноября 2006 г.
В окончательной редакции 14 февраля 2007 г.)

Исследовано влияние сверхбыстрой закалки из расплава и интенсивной пластической деформации кручением под высоким давлением на кристаллическую структуру и поведение электрических, оптических и магнитных свойств сплава $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$. Электрические свойства обсуждаются в двухзонной модели Мотта. Особенности магнитных свойств связываются с магнетизмом коллективизированных электронов. Оптические свойства согласуются с изменениями электронного спектра при разупорядочении сплава, которые следуют из результатов имеющихся зонных расчетов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 06-02-16695).

PACS: 73.63.-b, 75.50.-y, 81.40.-z

1. Введение

В последние годы большое внимание уделяется исследованию сплавов на основе интерметаллида Ni_2MnGa стехиометрического состава, обладающих интересными с точки зрения практического использования свойствами: управляемым магнитным полем, эффектом памяти формы, большим магнитокалорическим эффектом при температурах вблизи комнатной и значительным изменением размеров образцов в магнитном поле. Важная особенность этих сплавов заключается в том, что низкотемпературная мартенситная фаза, с образованием которой связано явление памяти формы, имеет модулированную структуру. Так, в исходном микрокристаллическом сплаве $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$ ниже точки мартенситного превращения $T_M = 310$ К, реализующейся в магнитоупорядоченном состоянии, поскольку точка Кюри $T_C = 345$ К, последовательно образуются модулированные так называемые $5M$ ($10M$)- и $7M$ ($14M$)-мартенситы [1]. Наличие модулированной структуры при анализе особенностей свойств данных сплавов предполагает необходимость учета электронной составляющей из внутренней энергии. Причины длиннопериодной модуляции кристаллической структуры обычно связывают с электронной концентрацией (числом валентных электронов) [2] или с существованием нестинговых (совпадающих по своей форме) участков поверхности Ферми (см., например, работу [3] и ссылки к ней). Указанные параметры электронной зонной структуры рассматриваемых сплавов, а следовательно, и условия формирования в них модулированного мартенсита можно изменять путем добавления других элементов Периодической таблицы Менделеева или с помощью разупорядочения сплавов. В данной работе исследуется роль последнего фактора в формировании кристаллической структуры и особенностей электронных свойств сплава состава $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$.

2. Кристаллическая структура

Результаты исследований влияния сверхбыстрой (со скоростью $\sim 10^4$ К/с) закалки из расплава (БЗР) на кристаллическую структуру и свойства сплава $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$ приведены в [4,5]. Показано, что быстрозакаленный сплав при высоких температурах имеет аустенитную субмикроструктурную структуру $L2_1$ со средним размером зерна $\sim (0.3-0.5)$ мкм, что на три порядка величины меньше, чем в исходном литом сплаве. Кроме того, в образцах, полученных в результате обработки методом БЗР, наблюдается несколько повышенная плотность дислокаций и вакансий. При комнатной температуре быстрозакаленный сплав находится в двухфазном аустенитно-мартенситном состоянии. При этом пластины тетрагонального мартенсита имеют пятислойную модулированную тонкодвойникованную структуру $5M$ -мартенсита. Охлаждение быстрозакаленного сплава ниже комнатной температуры сопровождается переходом остаточной аустенитной фазы и $5M$ -мартенсита в семислойный модулированный тонкодвойникованный $7M$ -мартенсит. Однако в образцах ниже температуры мартенситного превращения наблюдается также некоторое количество недвойникованных пластинчатых кристаллов тетрагонального ($c/a = 1.2$) мартенсита. В [4,5] отмечается, что после обработки образцов методом БЗР обеспечивается существенное улучшение механических характеристик материала. В отличие от исходного литого и хрупкого сплава быстрозакаленные образцы не разрушаются даже после многократных циклических изменений их структурного и магнитного состояний. Об этом, в частности, свидетельствует сравнение поведения электросопротивления $\rho(T)$ при многократном прохождении точек T_M и T_C в исходном и в быстрозакаленном сплаве (рис. 1). Рентгеноструктурный анализ *in situ* подтверждает основную

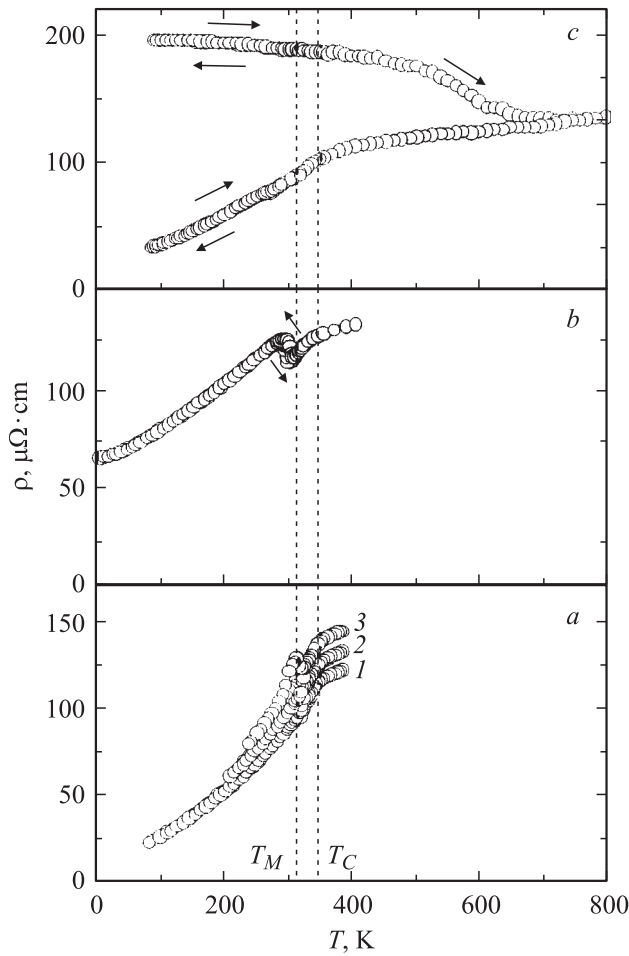


Рис. 1. Электросопротивление $\rho(T)$ исходного литого (a), быстрозакаленного (b), пластически деформированного (c) сплава $Ni_{2.16}Mn_{0.84}Ga$. Штриховые линии показывают точки Кюри T_C и мартенситного превращения T_M , цифры около кривых показывают последовательность измерительных циклов в исходном сплаве. Стрелками указано необратимое (\rightarrow) и обратимое (\Leftarrow) изменение сопротивления.

последовательность прямых мартенситных превращений в быстрозакаленном сплаве по схеме $L2_1 \rightarrow 5M \rightarrow 7M$, характерной для литого сплава. Однако было обнаружено, что если при нагреве в быстрозакаленном сплаве обратные мартенситные превращения реализуются в той же обратной последовательности $7M \rightarrow 5M \rightarrow L2_1$, то в исходном сплаве она иная ($7M \rightarrow L2_1$) и не совпадает с последовательностью превращений при охлаждении.

Возрастание механической устойчивости материала в результате сверхбыстрой закалки сплава $Ni_{2.16}Mn_{0.84}Ga$ сопровождается существенным уменьшением необратимых изменений всех исследованных свойств (рис. 1–3; см. также [5]). При этом значения точек Кюри $T_C = 330$ К и мартенситного превращения $T_M \sim 290$ К уменьшаются примерно на 20 К по сравнению с исходным литым сплавом.

С целью дальнейшего атомного разупорядочения образцы сплава $Ni_{2.16}Mn_{0.84}Ga$ после БЗР были подверг-

нуты интенсивной пластической деформации кручением (ИПДК) под высоким (несколько гигапаскалей) давлением P путем вращения нижнего бойка наковален Бриджмена на определенное число оборотов N [6]. Методами рентгеноструктурного анализа и просвечивающей электронной микроскопии показано, что в результате ИПДК при комнатной температуре образуется смесь аморфной ($\sim 10\%$) и высокодефектной нанокристаллической ($\sim 90\%$) фаз. При этом кристаллическая структура нанозерен механически индуцированного мартенсита с размером 10–20 нм имеет аномально высокую степень тетрагональности $c/a \approx 1.4$. В нанозернах не

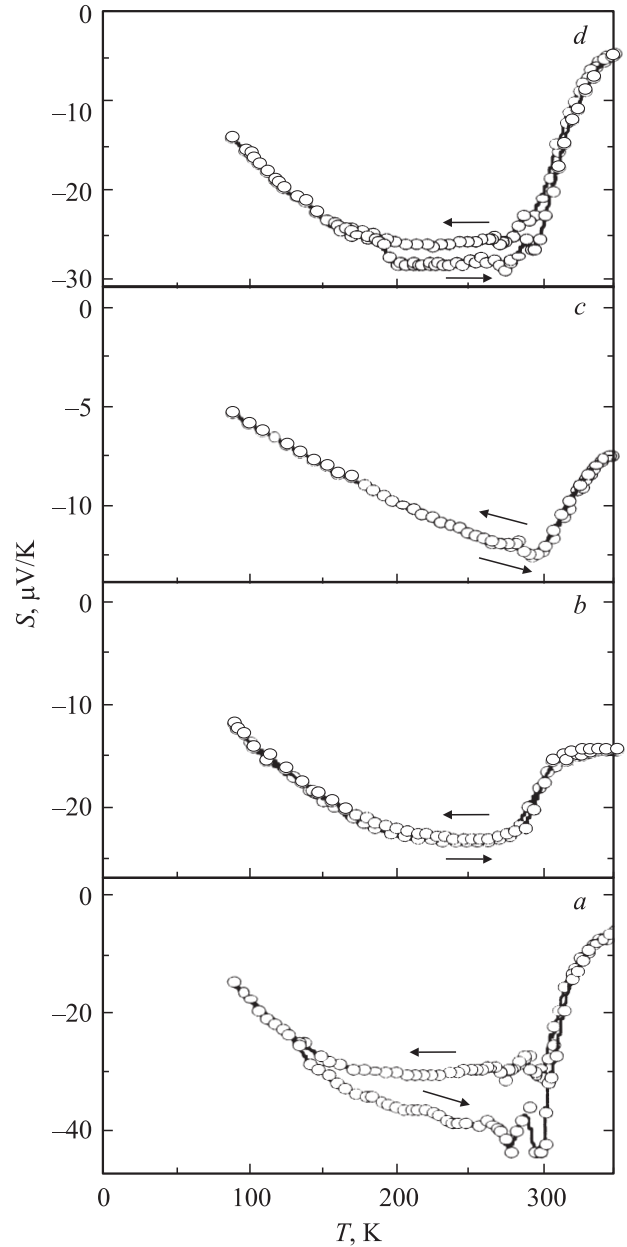


Рис. 2. Термомэс $S(T)$ исходного литого (a), быстрозакаленного (b), пластически деформированного (c) и затем отожженного при $T \geq 800$ К (d) сплава $Ni_{2.16}Mn_{0.84}Ga$. Стрелки показывают направление изменения температуры.

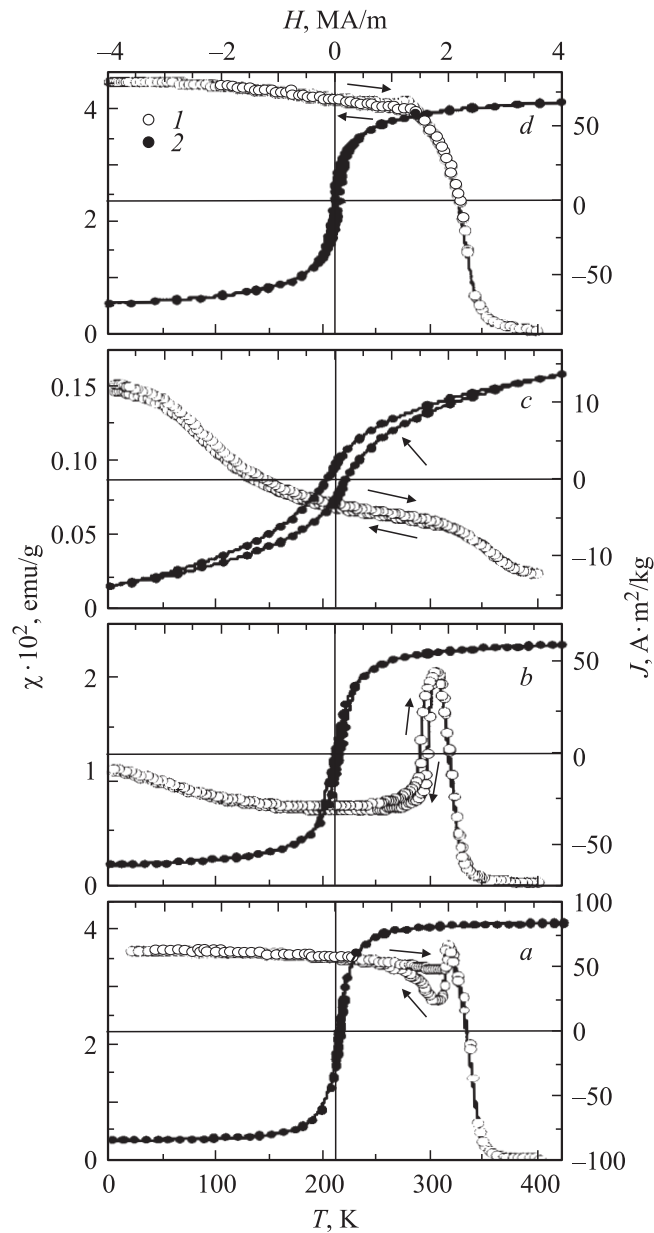


Рис. 3. Кривые намагничивания $J(H)$ при $T = 2$ К (1) и температурные зависимости восприимчивости $\chi(T)$, измеренные при $H = 80$ кА/м (2), для исходного литого (а), быстрозакаленного (б), пластически деформированного (с) и затем отожженного при $T \geq 800$ К (д) сплава $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$. Стрелки показывают направление изменения температуры.

наблюдается признаков микродвойникования и модуляции мартенситной фазы, что характерно для структуры мартенсита исходного литого и быстрозакаленного сплава. Отжиг сплава, подвергнутого обработке методом ИПДК, начиная с температур нагрева ≥ 550 К приводит к расстеклованию и к формированию однородной нано-, а затем субмикроструктурной структуры аустенита. Варьирование условий отжига (температуры и длительности) позволяет в широких пределах регулировать характеристики микроструктурного состояния аустенита

и мартенсита, образующегося при последующих мартенситных превращениях $L2_1 \leftrightarrow 5M \leftrightarrow 7M$, которые происходят в сплаве при его дальнейшем охлаждении.

3. Электрические свойства

Результаты измерений электросопротивления сплава $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$, приведенные на рис. 1, показывают, что после ИПДК изменяется не только величина сопротивления, но и вид зависимости $\rho(T)$. Все образцы, пластически деформированные в разных условиях, при уровне $\rho(T) \sim (150-200) \mu\Omega \cdot \text{cm}$ в широком интервале температур имеют отрицательный температурный коэффициент сопротивления (ТКС). В результате интенсивной деформации величина ρ исследованных образцов возрастает при комнатной и более низких температурах в 2 и более раз. Рост значений параметров, при которых осуществлялась деформация (имеются ввиду величины P и N), особенно числа оборотов N , сопровождается увеличением ρ . При этом отрицательный практически линейный наклон кривых $\rho(T)$ при $T < 550$ К изменяется незначительно. В исследованном сплаве после ИПДК на кривых $\rho(T)$ отсутствуют характерные аномалии, свидетельствующие о наличии в образцах точек мартенситного или магнитного превращений.

Выше $T \sim 550$ К с ростом температуры происходит необратимое довольно резкое уменьшение $\rho(T)$ вследствие расстекловывания и атомного упорядочения исходно деформированного сплава. В последующем отожженные рекристаллизованные образцы имеют зависимость $\rho(T)$ с ТКС > 0 , обычную как для литого, так и быстрозакаленного сплава $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$.

Из рис. 2 видно, что в результате обработки методами БЗР и ИПДК в сплаве не происходит принципиальных изменений общего вида температурных зависимостей термоэдс $S(T)$. В исследованном интервале температур термоэдс имеет отрицательный знак. При переходе из аустенитного (парамагнитного) в мартенситное (ферромагнитное) состояние абсолютная величина термоэдс увеличивается в несколько раз. Точки Кюри и мартенситного превращения на зависимостях $S(T)$ выявляются на изломах разного знака кривизны. Для исходного литого и отожженного после пластической деформации сплава при $T \leq [T_M \text{ и } T_C]$ на кривых $S(T)$ наблюдается значительный гистерезис. По мере увеличения структурной однородности образцов особенность на зависимости $S(T)$ в окрестности T_M расщепляется на ряд максимумов. При этом в низкотемпературной области $T \leq [T_M \text{ и } T_C]$ термоэдс по абсолютной величине увеличивается, а в высокотемпературном парамагнитном (аустенитном) состоянии, наоборот, уменьшается. Очевидно, что зависимость $S(T)$ в данном сплаве определяется в основном особенностями его магнитного и структурного состояний.

Полученные результаты измерений электрических свойств сплава $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$ естественно рассматри-

вать в двухзонной модели Мотта [7]. Нередко используемая для описания кинетических свойств атомноразупорядоченных сплавов дифракционная теория Займана [8] в данном случае менее пригодна, так как она встречает серьезные трудности при объяснении их основных особенностей: нелинейные температурные зависимости $\rho(T)$ и $S(T)$, а также отрицательный знак термоэдс. Модель Мотта связывает поведение электросопротивления и термоэдс с особенностями электронной зонной структуры сплавов, с присутствием на уровне Ферми (E_F) наряду с широкой зоной легких s -электронов узкой зоны тяжелых d -носителей тока. В этой модели

$$\rho = \rho(E_F) \left\{ 1 - (\pi^2/6)(k_B T)^2 \left[3(n'_d/n_d)^2 - (n''_d/n_d) \right] \right\}_{E_F}, \quad (1)$$

$$S = -(\pi^2 k_B^2 T / 3e) \left[3/2 E_F - \frac{n'_d(\uparrow) + n'_d(\downarrow)}{n_d(\uparrow) + n_d(\downarrow)} \right]_{E_F}. \quad (2)$$

Здесь k_B — постоянная Больцмана, $\rho(E_F) \sim n_d$, а величины n_d , n'_d и n''_d — плотность состояний, первая и вторая производные функции плотности состояний d -зоны в точке $E = E_F$ соответственно. Для магнитоупорядоченного материала стрелки показывают d -подзоны со спинами электронов вдоль (\uparrow) и против (\downarrow) направления вектора намагниченности. Из выражений (1) и (2) следует, что в зависимости от особенностей электронной зонной структуры вблизи E_F в сплавах могут реализоваться различные виды температурного поведения $\rho(T)$ и $S(T)$. При этом электросопротивление, как более „грубая“ характеристика, определяется изменением параметров суммарной плотности d -зоны в зависимости от температуры и режима деформационной обработки материала. Термоэдс в основном обусловлена раздвижкой d -подзон с разными направлениями спинов. В свою очередь степень заполнения двух d -подзон можно выразить через изменение намагниченностей насыщения в зависимости от температуры и атомного порядка [9].

4. Магнитные свойства

Результаты измерений магнитных свойств сплава $Ni_{2.16}Mn_{0.84}Ga$ после разных условий синтеза и внешних воздействий в разных структурных состояниях представлены на рис. 3. Видно, что сверхбыстрая закалка и последующая ИПДК образцов приводят к резкому уменьшению как низкополевой (определенной при $H = 80$ кА/м) восприимчивости $\chi(T)$, так и намагниченности $J(T, H)$ (полученной в более сильных полях до $H = 4$ МА/м). Измеренные магнитные свойства свидетельствуют о том, что после применяемых в данной работе методов интенсивного разупорядочения образцов всегда обнаруживается характерная температура изменения магнитного состояния, близкая к точке Кюри $T_C = 345$ К исходного сплава $Ni_{2.16}Mn_{0.84}Ga$. Кривые намагничивания, измеренные при температурах ниже T_C , а также зависимости $\chi(T)$ показывают, что обработки сплава методами БЗР, а затем ИПДК не приводят

к формированию немагнитного аморфного состояния, занимающего весь объем образца, как это отмечается для аналогичных сплавов других составов (см., например, [10]). Однако после ИПДК (когда $\sim 90\%$ объема образцов занимает высокодисперсная нанокристаллическая магнитоупорядоченная фаза) намагниченность уменьшается практически на порядок по сравнению с ее величиной в субмикрокристаллическом состоянии, возникающем после БЗР. Отжиг пластически деформированных образцов при $T \geq 800$ К сопровождается резким увеличением намагниченности. При этом на температурных зависимостях низкополевой восприимчивости вблизи T_C появляется аномалия, характерная для фазовых переходов второго рода. Выше T_C магнитное состояние всех рассматриваемых образцов, в том числе и отожженных, является истинно парамагнитным.

Из вида петель гистерезиса сплава $Ni_{2.16}Mn_{0.84}Ga$ следует (рис. 3), что при увеличении степени дефектности (сначала обработка методом БЗР, а затем ИПДК) исходных литых образцов гистерезисные явления в процессе намагничивания усиливаются. В пластически деформированном сплаве они практически сохраняются даже в предельно больших полях, используемых в эксперименте. Петля гистерезиса намагничивания уширяется от значений $\Delta H_S = 4.0$ кА/м в исходном литом сплаве до $\Delta H_S = 58$ кА/м в быстрозакаленном и $\Delta H_S = 310$ кА/м в пластически деформированном сплавах. При охлаждении образцов в магнитном поле $H \sim 4$ МА/м от температур $T > T_C$ наблюдается смещение гистерезисных кривых $J(H)$ в направлении, обратном полю охлаждения. При этом смещение петель гистерезиса остается практически неизменным $\Delta H \sim (50-60)$ кА/м для образцов разной степени однородности. Экспериментальный материал, полученный в данной работе и приведенный в [4,5], свидетельствует о том, что явление однонаправленной анизотропии, наблюдаемое в рассматриваемых сплавах, связано с наличием разного знака парных обменных взаимодействий типа Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосида (РККИ-типа) из-за флуктуации величины расстояния между основными магнитоактивными атомами марганца.

Следует отметить, что экспериментально определенное для сплава $Ni_{2.16}Mn_{0.84}Ga$ в [5] отношение эффективного момента к спонтанному $\mu_{эф}/\mu_S \geq 2$ указывает на необходимость учитывать в данном случае при рассмотрении особенностей магнитных свойств магнетизм коллективизированных электронов [11]. В спин-флуктуационной модели магнетизма знак эффективного обменного взаимодействия между соседними моментами зависит в основном от заполнения d -орбиталей. По этой причине в аморфной фазе зонные параметры могут быть такими, что приводят к реализации антиферромагнитного взаимодействия в данном объеме образца. В то же время для нанокристаллической фазы может оказаться предпочтительной реализация ферромагнитного взаимодействия. Это, по существу, приведет к конкуренции обменных взаимодействий уже между аморфной и нанокристаллической фазами. Если рассматривать зонную

структуру, усредненную по образцу, то можно считать, что в сплаве $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$ значения ее параметров на уровне Ферми способствуют формированию ферро- и антиферромагнитной компонент намагниченности.

В случае спин-флуктуационной модели магнетизма величина эффективного момента зависит от локального окружения атома и от температуры из-за изменения соотношения между внутриатомной обменной энергией U и плотностью d -состояний на уровне Ферми (необходимое условие появления момента на атоме $U \cdot n_d > 1$ [11]). Отсюда видно, что наблюдаемое на эксперименте уменьшение спонтанной намагниченности при разупорядочении исследуемых сплавов указывает на падение плотности d -состояний на E_F .

5. Оптические свойства

С целью исследования характера перестройки энергетического спектра сплава $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$ при переходе в процессе отжига от высокодисперсного разупорядоченного методами БЗР и ИПДК состояния в атомноупорядоченное были изучены оптические свойства. Наиболее чувствительным спектральным параметром, характеризующим интенсивность и частотную зависимость межзонных переходов под действием света, является оптическая проводимость $\sigma(\omega) = nk\omega/2\pi$ (n и k — соответственно показатели преломления и поглощения, ω — частота световой волны), конкретный вид которой в области квантового поглощения отражает реальное строение зонного спектра. Оптические постоянные n и k сплава определялись поляризметрическим методом в интервале длин волн $0.22\text{--}15\ \mu\text{m}$ ($5.64\text{--}0.083\ \text{eV}$). Энергетическая зависимость $\sigma(E)$, полученная для ферромагнитного сплава, находящегося в упорядоченном и разупорядоченном состояниях, представлена на рис. 4. Дисперсия этих кривых указывает на то, что выше $1\ \text{eV}$ межзонное поглощение света является доминирующим, а в низкоэнергетическом диапазоне при энергиях ниже $0.5\ \text{eV}$ преобладает внутризонный (друдевский) механизм возбуждения электронов электромагнитным полем световой волны.

В обоих состояниях сплава формируется интенсивная полоса поглощения с резким краем вблизи $1\ \text{eV}$. В упорядоченном состоянии дисперсия $\sigma(E)$ характеризуется наличием двух максимумов при 1.8 и $3.2\ \text{eV}$. Сходный вид энергетической зависимости спектра оптической проводимости наблюдался ранее в ферромагнитных сплавах Гейслера Ni_2MnSn [12], а затем в Ni_2MnGa [13] со структурой $L2_1$ и интерпретировался соответственно на базе теоретических расчетов зонных спектров [3,14]. Формирование двухпиковой структуры $\sigma(\omega)$ в этих работах связывается с конкретными типами квантовых переходов в обеих спиновых подсистемах. Согласно [3], в соединении Ni_2MnGa за образование максимума при $1.8\ \text{eV}$ ответственны электронные переходы между гибридами зонами $3d_{\text{Ni}}(\downarrow) \rightarrow 3d_{\text{Mn}}(\downarrow), 4d_{\text{Ga}}(\downarrow)$.

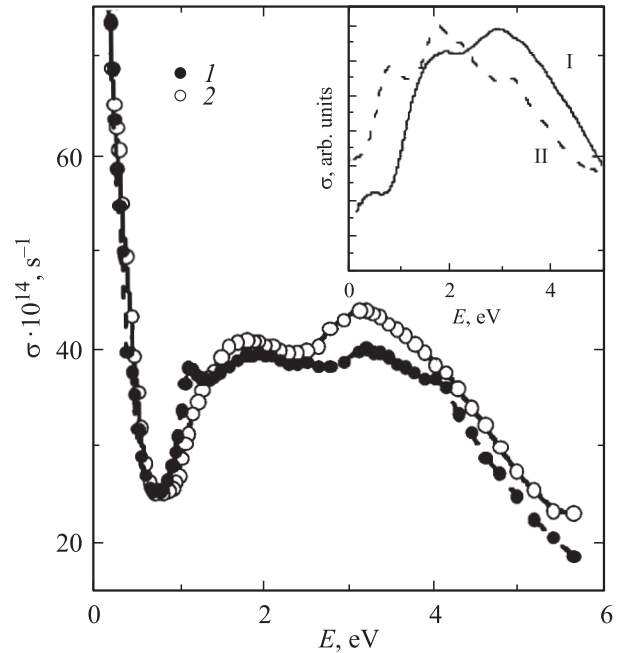


Рис. 4. Оптическая проводимость сплава $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$ в пластически деформированном (1), а затем отожженном при $T \geq 800\ \text{K}$ (2) образце. На вставке показана оптическая проводимость Ni_2MnGa в упорядоченном (I) и разупорядоченном (II) состояниях, рассчитанная из плотности электронных состояний по данным [10].

Стрелки указывают направление спинов электронов относительно вектора намагниченности: вдоль — \uparrow и против — \downarrow . В формировании пика при $3.2\ \text{eV}$ наряду с данным типом переходов равноценный вклад вносят электронные возбуждения в другой спиновой подсистеме $3d_{\text{Ni}}(\uparrow), 3d_{\text{Mn}}(\uparrow) \rightarrow 4d_{\text{Ga}}(\uparrow)$. Принимая во внимание, что зонная структура Ni_2MnGa , согласно спектральным расчетам [15], практически идентична структуре близкого по составу к изучаемому в данной работе сплава $\text{Ni}_{2.17}\text{Mn}_{0.83}\text{Ga}$, можно заключить, что природа максимумов в спектре $\sigma(E)$ исследованного нами упорядоченного сплава $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$ также связана с указанными типами переходов.

Оптическая проводимость сплава $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$ после ИПДК характеризуется смещением края поглощения в сторону низких энергий почти на $0.15\ \text{eV}$, а также образованием третьего максимума при $1.1\ \text{eV}$. При этом спектральное положение двух других пиков остается практически неизменным. Полученный результат указывает на существенное изменение энергетических зон вблизи энергии Ферми при разупорядочении сплава. Наблюдаемые изменения в спектральном поведении оптической проводимости сплава $\text{Ni}_{2.16}\text{Mn}_{0.84}\text{Ga}$ в пластически деформированном и отожженном состояниях могут быть качественно интерпретированы с учетом данных работы [10], где проведен расчет энергетического спектра соединения Ni_2MnGa в упорядоченном $L2_1$ -аустените и гипотетически разупорядоченном состо-

янии, характеризуемом взаимной заменой Ni и Mn в атомной цепочке вдоль направления (111). Изменение зонной структуры Ni_2MnGa при разупорядочении главным образом происходит в интервале ~ 1.5 eV ниже уровня Ферми в обеих спиновых подсистемах. В подзоне со спинами \uparrow пик плотности состояний, формируемый $3d$ -электронами Mn, сдвигается на 0.3 eV в сторону E_F . Перестройка зон в другой спиновой подсистеме более существенна: на месте глубокого минимума при ~ 0.8 eV ниже E_F появляется интенсивный максимум, связанный с $3d(\uparrow)$ -электронами Mn. Такие изменения в структуре энергетических зон при разупорядочении сплава вызывают соответствующую модификацию оптического спектра.

На рис. 4 (вставка) показана межзонная оптическая проводимость сплава Ni_2MnGa в упорядоченном и разупорядоченном состояниях, рассчитанная нами из энергетической зависимости плотности электронных состояний $n(E)$ [10] без учета вероятностей квантовых переходов. Результаты расчета, носящие вследствие такого приближения качественный характер, показывают, что в результате разупорядочения двухпиковая структура $\sigma(E)$ трансформируется в трехпиковую, где появляется низкоэнергетический максимум вблизи 1 eV, наблюдаемый также в эксперименте. Таким образом, измерения оптических свойств сплава $Ni_{2.16}Mn_{0.84}Ga$ свидетельствуют о существенной перестройке его зонного спектра при пластической деформации. Характер такой перестройки качественно соответствует теоретической модели, представленной в работе [10].

Анализ частотной дисперсии оптических постоянных в инфракрасной области спектра, где отсутствуют межзонные переходы, позволяет определить релаксационную γ и плазменную Ω частоты электронов проводимости. Величина γ определяет аддитивный вклад всех типов рассеяния электронов, а Ω^2 пропорциональна плотности состояний на уровне Ферми. В разупорядоченном (пластически деформированном) состоянии сплава значения этих параметров составляют $\gamma = 2.1 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, $\Omega^2 = 37 \cdot 10^{30} \text{ s}^{-2}$, в упорядоченном (отожженном) $\gamma = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, $\Omega^2 = 43 \cdot 10^{30} \text{ s}^{-2}$. Увеличение частоты релаксации при разупорядочении почти в 2 раза соответствует такому же резкому возрастанию ρ при комнатной температуре (рис. 1). Наблюдаемое при этом изменение Ω^2 свидетельствует о падении $N(E_F)$ почти на 15% и коррелирует с уменьшением спонтанной намагниченности при разупорядочении.

6. Заключение

Таким образом, в результате проведенных исследований установлено, что БЗР и ИПДК под высоким давлением могут эффективно обеспечивать образование однородных мелкодисперсных структур (нано-, субмикроструктурных и даже аморфного состояний) в сплавах Гейслера на основе интерметаллида Ni_2MnGa .

Обнаружено, что возрастание механической устойчивости сплава $Ni_{2.16}Mn_{0.84}Ga$, подвергнутого сверхбыстрой закалке, сопровождается существенным уменьшением необратимых изменений всех исследованных свойств. Полученная в результате комбинированного способа обработки (БЗК + ИПДК) кристаллическая структура нанозерен деформационно индуцированного мартенсита с размером 10–20 nm имеет аномально высокую степень тетрагональности $c/a \approx 1.4$.

Результаты измерений электросопротивления свидетельствуют о том, что после ИПДК изменяется не только величина сопротивления, но и вид зависимости $\rho(T)$. При уровне $\rho(T) \sim (150-200) \mu\Omega \cdot \text{cm}$ в широком интервале температур пластически деформированный сплав имеет отрицательный ТКС. Напротив, в результате обработки сплава комбинированным методом БЗК и ИПДК не происходит принципиальных изменений общего вида температурной зависимости термоэдс $S(T)$. Очевидно, что поведение электрических свойств в данном сплаве определяется в основном особенностями его магнитного и структурного состояний и описывается в двухзонной модели Мотта.

Показано, что сверхбыстрая закалка и последующая интенсивная пластическая деформация образцов сопровождаются резким уменьшением как низкополевой восприимчивости, так и намагниченности $J(T, H)$, измеренной в больших полях. Однако обработка сплава комбинированным методом БЗР, а затем ИПДК не приводит к формированию однородного немагнитного аморфного состояния, занимающего весь объем образца. Отжиг пластически деформированных образцов при $T \geq 800$ K сопровождается резким увеличением намагниченности. Форма петель гистерезиса намагничивания и смещение гистерезисных кривых $J(H)$ в направлении, обратном полю охлаждения, свидетельствуют о присутствии в деформированных сплавах однонаправленной анизотропии, что может быть связано с наличием разного знака парных обменных взаимодействий РККИ-типа из-за флуктуаций величины расстояния между основными магнитоактивными атомами марганца.

Измерения оптических свойств $Ni_{2.16}Mn_{0.84}Ga$ указывают на существенную перестройку зонного спектра сплава при его атомном разупорядочении. Характер такой перестройки в области квантовых переходов качественно соответствует изменению вида электронного спектра, полученного в результате зонных расчетов при разупорядочении сплава [10]. Анализ частотной дисперсии оптических постоянных в инфракрасной области спектра, где отсутствуют межзонные переходы, дает увеличение частоты релаксации γ при разупорядочении почти в 2 раза, что отвечает такому же резкому возрастанию ρ при комнатной температуре. Наблюдаемое при этом изменение плазменной частоты Ω электронов проводимости указывает на падение $N(E_F)$ почти на 15%, что согласуется с результатами измерений электрических и магнитных свойств.

Список литературы

- [1] А.Н. Васильев, В.Д. Бучельников, Т. Тагаки, В.В. Ховайло, Э.И. Эстрин. УФН **173**, 577 (2003).
- [2] Х. Сато. В кн.: Монокристаллические пленки / Под ред. З.Г. Пинскера. Мир, М. (1966). С. 371.
- [3] О.И. Великохатный, И.И. Наумов. ФТТ **41**, 684 (1999).
- [4] Н.И. Коуров, А.В. Королев, В.Г. Пушин, В.В. Коледов, В.Г. Шавров, В.В. Ховайло. ФММ **99**, 38 (2005).
- [5] В.Г. Пушин, Н.И. Коуров, А.В. Королев, В.А. Казанцев, Л.Ю. Юрченко, В.В. Коледов, В.Г. Шавров, В.В. Ховайло. ФММ **99**, 64 (2005).
- [6] V.G. Pushin, R.Z. Valiev, Y.T. Zhu, D.V. Gunderov, A.V. Korolev, N.I. Kourov, T.E. Kuntsevich, E.Z. Valiev, L.I. Yurchenko. Mater. Trans. **47**, 546 (2006).
- [7] N.F. Mott. Phil. Mag. **26**, 1249 (1972).
- [8] J.M. Ziman. Phil. Mag. **6**, 1013 (1961).
- [9] Ф.Дж. Блатт, П.А. Шредер, К.Л. Фойлз, Д. Грейг. Термоэлектродвижущая сила металлов / Пер. с англ. под ред. Д.К. Белашенко. Металлургия, М. (1980). 248 с.
- [10] J.Y. Rhee, Y.V. Kudryavtsev, J. Dudowik, Y.P. Lee. J. Appl. Phys. **93**, 5527 (2003).
- [11] Т. Мория. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. Наука, М. (1988). 287 с.
- [12] М.М. Кириллова, Ю.И. Кузьмин, Ю.В. Князев, Е.И. Шредер. ФММ **83**, 28 (1997).
- [13] Y.V. Kudryavtsev, Y.P. Lee, J.P. Rhee. Phys. Rev. B **66**, 115 114 (2002).
- [14] S. Ishida, Y. Kubo, J. Ishida, S. Asano. J. Phys. Soc. Jap. **48**, 4814 (1980).
- [15] S. Ishida, M. Furugen, S. Asano. Int. J. Appl. Electromagn. Mechanics **12**, 41 (2000).