

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ МАГНИТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ИНТЕРМЕТАЛЛИДА TiNi ПРИ СТРУКТУРНОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ

Г. В. Лашкарев, С. М. Солонин, А. В. Бродовой,
И. Ф. Мартынова, М. В. Радченко, А. Л. Мурец, Н. В. Гончарук

В интерметаллическом соединении TiNi реализуется структурное фазовое превращение I рода (СФП) из высокотемпературной кубической фазы в низкосимметричную, чаще всего — моноклинную с искажением [1], которое должно приводить к изменению электронного спектра и связанных с ним физических свойств. С прикладной стороны TiNi представляет собой материал с запоминающей формой и применяется в технологии металлообработки, медицине и пр., что обусловило нарастающий интерес к исследованию его физических свойств, совершенствованию технологии получения, а также расширению областей его применения.

Задачей настоящей работы являются изучение СФП в TiNi, полученном методом порошковой металлургии (подробно описан в [2]), физическая интерпретация температурных зависимостей магнитной восприимчивости (МВ), термоэда α , удельного сопротивления ρ и описание влияния пластической деформации на магнитные свойства интерметаллида TiNi.

Изменения МВ проводились относительным методом Фарадея с помощью электронных микровесов с автоматической компенсацией по методике, описанной в [3]. МВ непосредственно связана со спектром носителей заряда, природой химической связи и не зависит от механизмов рассеяния. Поэтому исследование ее в ряде случаев может служить эффективным методом изучения зонной структуры. Кинетические свойства α , ρ измерялись компенсационным методом.

На рис. 1 (кривая 1) представлены типичные результаты измерения температурной зависимости МВ образца TiNi. Видно, что МВ TiNi парамагнитна во всем исследованном диапазоне температур (4,2—400 К). В области СФП $\chi(T)$ описывает петлю гистерезиса с четко выраженными границами двухфазной области как при прямой ($T_2 \rightarrow T_1$), так и при обратном переходе ($T_1 \rightarrow T_2$). Началу СФП при охлаждении предшествует плато $\chi(T)$. В результате превращения величина χ уменьшается на $\sim 25\%$.

Измеренная МВ (χ_{exp}) TiNi представляет собой сумму вкладов диамагнетизма ионного остова χ_d , паулиевского парамагнетизма χ_p , ванфлековского парамагнетизма χ_{vv} и ориентационного парамагнетизма χ_{or} [4]

$$\chi_{\text{exp}} = \chi_d + \chi_p + \chi_{vv} + \chi_{or}$$

Величину χ_d оценить довольно трудно, но диамагнитный вклад примерно одинаков для различных модификаций одного и того же состава. На отсутствие ориентационного парамагнетизма указывает тот факт, что $\chi_{\text{exp}} = \text{const}$ при $T < T_1$, в то время как $\chi \sim C/T$. Изменение МВ при СФП может быть связано с парамагнетизмом Паули, который зависит от плотности состояний на уровне Ферми $N(\mathcal{E}_F)$

$$\chi_p = \mu_B^2 N(\mathcal{E}_F)$$

Влияние СФП на величину МВ связано также с изменением χ_{vv} , поскольку этот член весьма чувствителен к химической связи и, следовательно, к симметрии электронных оболочек ионов, образующих твердое тело.

Информацию об изменении $N(\mathcal{E}_F)$ можно получить из измерений температурной зависимости α , так как для вырожденного случая $\alpha \sim N(\mathcal{E}_F)$. Нами проведены исследования $\alpha(T)$ в области $T \sim 4.2 \div 400$ К. Термоэдс линейна в температурных диапазонах 4.2—200 и 280—400 К и испытывает излом в области СФП (рис. 2). В окрестности излома $\alpha(T)$ обнаружена неустойчивость величины α , которая достигает 50 % и связана с временными флуктуациями параметра порядка. Однако в ромбической и кубической фазах $\partial\alpha/\partial T$ практически совпадают. Из этого следует, что

$$N(\mathcal{E}_F)|_{T < T_1} \sim N(\mathcal{E}_F)|_{T > T_2}$$

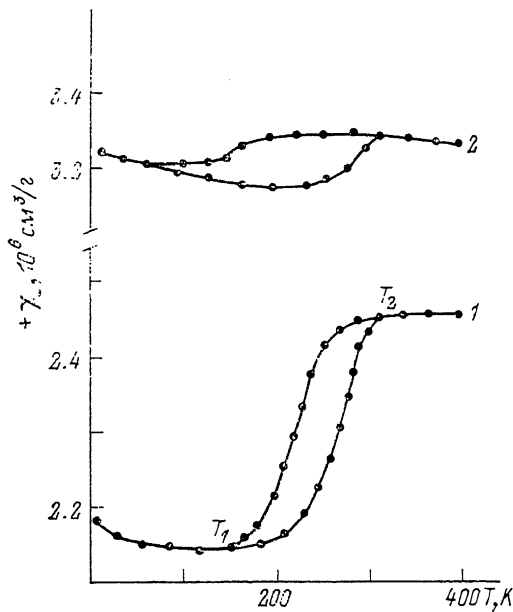


Рис. 1. Типичные температурные зависимости МВ интерметаллида TiNi.

1 — после спекания; 2 — образец 1, подвергнутый давлению 320 МПа. Стрелки на кривых указывают направление изменения температуры.

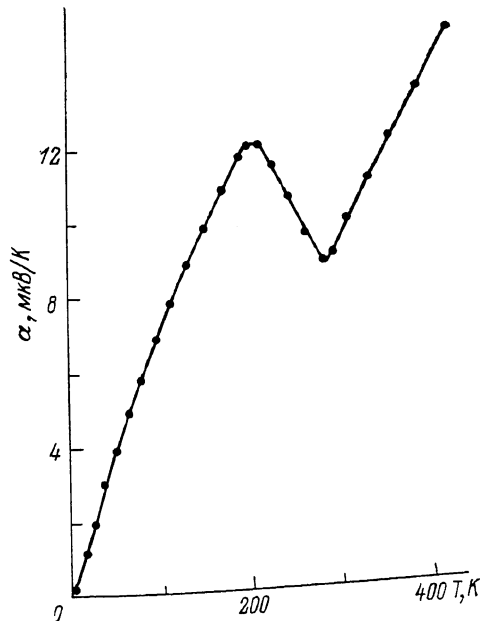


Рис. 2. Температурная зависимость термоэдс интерметаллида TiNi.

Мы считаем, что рост МВ при обратном СФП не связан с увеличением плотности состояний $N(\mathcal{E}_F)$ при переходе в высокотемпературную фазу и может быть обязан вкладу парамагнетизма Ван Флека.

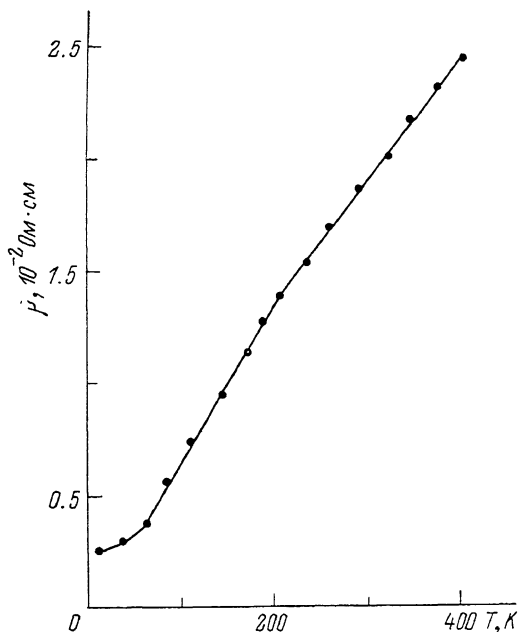
Следует ожидать, что в кубической фазе парамагнетизм Ван Флека должен быть меньше, чем в моноклинной [5], что противоречит экспериментальным данным (рис. 1). Поэтому необходимо предположить, что существует другой механизм, который приводит к большему значению МВ в высокотемпературной фазе по сравнению с низкотемпературной.

На температурной зависимости ρ в области СФП наблюдается излом (рис. 3), причем в высокотемпературной фазе $\partial\rho/\partial T$ меньше, чем в низкотемпературной. При низких температурах ($T < 10$ К) $\rho(T)$ насыщается (аналог остаточного сопротивления в металлах [6]). Уменьшение наклона $\rho(T)$, по нашему мнению, вызвано меньшей температурой Дебая Θ_D в кубической фазе по сравнению с моноклинной. Воспользовавшись формулами, приведенными в [6], мы оценили Θ_D для высокотемпературной и низкотемпературной фаз. Оказалось, что $\Theta_D(T < 200 \text{ К}) \approx 1.7 \Theta_D(T > 200 \text{ К})$.

Таким образом, при нагреве в результате СФП происходит «размягчение» решетки и облегчается образование в ней дефектов. Это должно приводить к локальным искажениям кристаллической решетки и повышению парамагнетизма Ван Флека.

Как отмечают авторы [7], СФП в TiNi может происходить и при постоянной температуре ($T > T_2$) под влиянием внешних механических напряжений. При этом в высокотемпературной кубической фазе образуются кристаллы моноклинной фазы, количество и размеры которых растут по мере увеличения напряжения.

На рис. 1 представлена также температурная зависимость МВ образца TiNi, предварительно подвергнутого одноосному сжатию давлением 320 МПа



(кривая 2). Видно, что МВ этого образца более парамагнитна по сравнению с МВ образца 1. По-видимому, это связано со значительным увеличением количества дефектов, появляющихся под воздействием механических напряжений. Обращает внимание, что значения МВ на кривой 2 в низкотемпературной и высокотемпературной фазах практически совпадают (различие составляет ~2 %). Последнее может быть объяснено тем что под влиянием деформации при $T > T_2$ большая часть объема образца переходит в другую, стабильную, низкотемпера-

Рис. 3. Температурная зависимость удельного сопротивления интерметаллида TiNi.

турную фазу, не испытывающую обратного перехода в кубическую в температурном интервале 4.2—400 К. Наличие гистерезиса на температурной зависимости МВ указывает на СФП части объема образца, не испытывшего превращения в низкосимметричную фазу под действием внешних напряжений.

Таким образом, проведенные исследования показали, что интерметаллид TiNi, полученный методом порошковой металлургии, обнаруживает гистерезисные явления, близкие к таковым для беспористого материала [8]. Особенности изменения магнитных и электрических свойств при структурном фазовом переходе связываются с дефектами кристаллической решетки, генерируемыми в условиях ее «размягчения» при СФП, и структурным превращением в низкосимметричную фазу при внешних воздействиях на материал.

Список литературы

- [1] Лотков А. И., Гришков В. Н. // Изв. вузов, физика. 1985. № 5. С. 68—87.
- [2] Скорород В. В., Солонин С. М., Мартынова И. Ф., Клименко Н. В. // Порошковая металлургия. 1990. № 4. С. 17—21.
- [3] Lashkarev G. V., Migley D. F., Sheochenko A. D., Tovstyuk K. D. // Phys. Stat. Sol. (b). 1974. V. 63. N 4. P. 663—668.
- [4] Ван Флек Дж. // УФН. 1979. Т. 127. № 1. С. 3—18.
- [5] Дорфман Я. Г. Диамагнетизм и химическая связь. М.: Наука, 1961. С. 243.

- [6] Брандт Н. Б., Чудинов С. М. Электронная структура металлов. М.: Изд-во МГУ, 1973. С. 332.
- [7] Арбузова И. А., Курдюмов Г. В., Хандрос Л. Г. // Физика металлов и металловедение. 1961. Т. 11. В. 12. С. 272—280.
- [8] Shabalov kaya S. A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1986. V. 132. N 2. P. 327—344.

Институт проблем материаловедения АН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
6 мая 1991 г.

УДК 538.21 : 539.2

© Физика твердого тела, том 34, № 2, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 2, 1992

ВЛИЯНИЕ ПОРИСТОСТИ НА МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛИТИЕВОГО ФЕРРИТА

М. П. Богданович

Литиевый феррит является основой для получения магнитных материалов с прямоугольной и квадратной петлей гистерезиса. Влияние пористости на его магнитные и электрические свойства изучено слабо. Представляло интерес выяснить зависимости параметров петли гистерезиса от пористости феррита лития при постоянном размере зерна, а также пороговую величину пористости, при которой эффективный коэффициент удельной электропроводности гетерогенной системы феррит—газовая фаза пор становится равным нулю.

Образцы с различной пористостью и одинаковым размером зерна были получены из порошка феррита со средним размером зерна 0.04 мкм путем его прессования под давлением $2.5 \cdot 10^8$ Па и последующим спеканием на воздухе при 1150 °С в течение различного времени. Образцы прессовались в форме колец (для магнитных измерений) с наружным диаметром 23 мм, внутренним 17 мм и высотой 4—5 мм и в форме цилиндров диаметром 5 мм и высотой 5—6 мм.

В двухфазной системе, состоящей из проводящей и непроводящей фаз, при определенной концентрации x_c проводящей фазы проводимость становится равной нулю. Согласно теории протекания [1-4], x_c — это минимальная объемная концентрация проводящей фазы, при которой каналы проводимости прерыва-

Значения критических объемных концентраций проводящего компонента в решетке связи $x_c(b)$ и в решетке узлов $x_c(s)$ для различных типов решеток [5]

Решетки	z	$x_c(b)$	$zx_c(b)$	f	$x_c(s)$	$fx_c(s)$
Двумерные						
шестиугольная	3	0.653	1.96	0.61	0.700	0.427
квадратная	4	0.500	2.00	0.79	0.590	0.466
треугольная	6	0.347	2.08	0.91	0.500	0.455
Трехмерные						
алмаза	4	0.388	1.55	0.34	0.425	0.145
простая кубическая	6	0.247	1.48	0.52	0.307	0.160
ОЦК	8	0.178	1.42	0.68	0.243	0.165
ГЦК	12	0.119	1.43	0.74	0.195	0.144