

Донецкий физико-
технический
институт
им. А.А. Галкина



Физика и Техника Высоких Давлений

НАУЧНЫЙ ЖУРНАЛ
ОСНОВАН В ЯНВАРЕ 1991 г.
ВЫХОДИТ РАЗ В ТРИ МЕСЯЦА

том 31
2 2021

Содержание

<i>ГАНГАЛО А.Н., СЕННИКОВА Л.Ф., БУРХОВЕЦКИЙ В.В., ЯНЧЕВ А.И.</i> Разработка методики получения микропроволоки из титана ВТ1-0 для медицины.....	5
<i>ЧЕРВИНСКИЙ Д.А., ХРИСТОВ А.В., ШЕЛЕСТ В.В.</i> Взаимосвязь термодинамических коэффициентов, их связь с комплексным ангармонизмом и акустикой, особенности их влияния на термодинамику устойчивости фазового равновесия в формализме внешних дифференциальных форм.....	12
<i>МЕТЛОВ Л.С., КОЛЕДОВ В.В., ШАВРОВ В.Г., ТЕХТЕЛЕВ Ю.В., ПЕТРЕНКО А.Г.</i> Расщепление и гистерезис магнитного момента в процессе мартенситного фазового перехода на примере сплава Гейслера.....	28
<i>БАРБАШОВ В.И., ЧАЙКА Э.В.</i> Электропроводность мембран на основе поливинилового спирта, сшитого сульфоянтарной кислотой.....	39
<i>ПРОХОРОВ А.А., МИНИКАЕВ Р.А., ПРОХОРОВ А.Д.</i> Высокотемпературный фазовый переход в кристалле $\text{EuGa}_3(\text{VO}_3)_4$ по данным ЭПР иона Gd^{3+}	47

<i>НИКОЛАЕНКО Ю.М., ФЕДЮК Д.О.</i> Нелинейные эффекты теплопереноса в болометрической структуре (численное моделирование)	56
<i>БУКИН Г.В., ДРОБОТЬКО В.Ф., КАСЬЯНОВ А.И., БОРЗЕНКО А.П., ПИСЬМЕНОВА Н.Е.</i> Установка для измерения интерференционных спектров пропускания анизотропных пленок сверхвысокомолекулярного полиэтилена	63
<i>САЙПУЛАЕВА Л.А., ЧЕХИЛОВ М.А., ТЕБЕНЬКОВ В., МЕЛЬНИКОВА Н.В., БАБУШКИН А.Н., РИЛЬ А.И., МАРЕНКИН С.Ф., ЗАХВАЛИНСКИЙ В.С.</i> Влияние магнитного поля на электрические характеристики диарсенида кадмия при давлениях до 50 ГПа	71
<i>СТАРИКОВ Г.П., МЕЛЬНИК Т.Н., НЕСКРЕБА Д.А.</i> Методические основы определения прочности угля способом одноосного сжатия гранулированных образцов	79
<i>НОВИКОВ А.О., ШЕСТОПАЛОВ И.Н., ШАЖКО Я.В.</i> Исследование кинетики деформирования породного массива, вмещающего монтажные камеры	91
<i>СНИТКО С.А., ДЕНИЩЕНКО Н.П., ЯКОВЧЕНКО А.В., ДЕНИЩЕНКО П.Н., ИВЛЕВА Н.И.</i> Метод автоматизированного проектирования калибровок валков для прокатки круглых профилей по системе калибров овал–круг	101

Contents

<i>GANGALO A.N., SENNIKOVA L.F., BURKHOVETSKII V.V., YANCHEV A.I.</i> Development of a method of production of a microwire of titanium BT1-0 for medicine.....	5
<i>CHERVINSKII D.A., HRISTOV A.V., SHELEST V.V.</i> Interrelation of thermodynamic coefficients, relation to complex anharmonicity and acoustics, features of the effect on the thermodynamics of stability of the equilibrium phase state within the frameworks of formalism of external differential forms	12
<i>METLOV L.S., KOLEDOV V.V., SHAVROV V.G., TEKHTELEV Yu.V., PETRENKO A.G.</i> Splitting and hysteresis of magnetic moment in the course of a martensitic phase transition by the example of a Heusler alloy	28
<i>BARBASHOV V.I., CHAIKA E.V.</i> Electric conductivity of membranes based on polyvinyl alcohol crosslinked with sulfosuccinic acid	39
<i>PROKHOROV A.A., MINIKAEV R.A., PROKHOROV A.D.</i> High-temperature phase transition in the $\text{EuGa}_3(\text{BO}_3)_4$ crystal by EPR data of Gd^{3+}	47

<i>NIKOLAENKO Yu.M., FEDYUK D.O.</i> Non-linear effects of heat transfer in a bolometric structure (numerical simulation)	56
<i>BUKIN G.V., DROBOT'KO V.F., KASYANOV A.I., BORZENKO A.P., PIS'MENOVA N.Ye.</i> Measuring equipment for interference transmittance spectra of anisotropic films of ultrahigh molecular polyethylene	63
<i>SAYPULAEVA L.A., CHEKHILOV M.A., TEBE'NKOV A.V., MELNIKOVA N.V., BABUSHKIN A.N., RIL A.I., MARENKIN S.F., ZAKHVALLINSKII V.S.</i> Magnetic field effect on the electrical characteristics of cadmium diarsenide under pressure up to 50 GPa	71
<i>STARIKOV G.P., MELNIK T.N., NESCREBA D.A.</i> Basic procedure for estimation of coal strength by uniaxial compression of granulated samples.....	79
<i>NOVIKOV A.O., SHESTOPALOV I.N., SHAZHKO Ya.V.</i> Study of the kinetics of deformation of a rock massive containing assembly stables	91
<i>SNITKO S.A., DENISCHENKO N.P., YAKOVCHENKO A.V., DENISCHENKO P.N., IVLEVA N.I.</i> Method of computer-aided design of roll calibrations for the rolling of round profiles according to the oval–circle gauge system	101

PACS: 64.70.Kb

Л.С. Метлов^{1,2}, В.В. Коледов³, В.Г. Шавров³,
Ю.В. Тхетелев^{1,4}, А.Г. Петренко²

РАСЩЕПЛЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ КРИВЫХ И ГИСТЕРЕЗИС МАГНИТНОГО МОМЕНТА В ПРОЦЕССЕ МАРТЕНСИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА НА ПРИМЕРЕ СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА

¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

²Донецкий национальный университет

³Институт радио и электроники им. А.А. Котельникова РАН, Москва

⁴Луганский государственный педагогический университет

Статья поступила в редакцию 20 февраля 2021 года

В рамках феноменологической теории Ландау методом компьютерного эксперимента в области температур структурного фазового перехода при выполнении условия $T_C > T_M$ обнаружено расщепление кинетических кривых магнитного момента. Для различных соотношений критических температур $T_C > T_M$, $T_C = T_A$, $T_C = T_M$ и $T_C < T_M$ рассчитаны гистерезисные кривые для магнитного момента. Установлено, что во всех этих случаях имеет место гистерезис компонент магнитного момента, что является признаком магнитного фазового перехода первого рода. Кроме того, обнаружено, что различные компоненты магнитного момента имеют разные критические температуры, вследствие чего магнитный момент сложно изменяет свою ориентацию в пространстве.

Ключевые слова: магнитные фазовые переходы, структурные (мартенситные) фазовые переходы, критические температуры, гистерезис

Введение

Сплавы и соединения, обладающие эффектом памяти формы, составляют важный класс материалов, имеющих практическое и научное значение [1–3]. В подавляющем большинстве случаев они относятся к материалам кубической симметрии [4–7] и при понижении температуры испытывают структурные (мартенситные) фазовые переходы первого рода с разрывом параметра порядка в критической области температур и внешних воздействий [8–11]. Некоторые из этих сплавов обладают магнитными свойствами, что увеличивает возможности их практического применения.

Сплавы Гейслера относятся к кристаллам кубической симметрии и испытывают как структурные, так и магнитные фазовые переходы. Для состава Ni_2MnGa температура магнитного фазового перехода $T_C \sim 400$ К лежит вы-

ше температуры мартенситного фазового перехода $T_M \sim 200$ К. В этом случае последний протекает в условиях наличия заметного спонтанного магнитного момента, что может существенно отразиться на его характере. Ранее в компьютерном эксперименте было обнаружено, что в точке структурного фазового перехода магнитный момент скачком меняет свое направление («расщепление» кинетических кривых компонент намагниченностей) [12].

Причина «расщепления» достаточно проста. В высокосимметричной кубической фазе магнитный момент ориентирован вдоль или против одной из главных диагоналей куба (8 магнитных состояний и соответственно 8 вариантов магнитных доменов). После перехода в один из трех (для сплава Гейслера) вариантов мартенсита направление этой диагонали изменяется скачком, а вместе с ним изменяется и направление магнитного момента. При этом общее количество магнитных состояний утраивается и достигает 24 [12,13].

Необходимо отметить, что новые магнитные состояния являются простым следствием искажения элементарной кристаллической ячейки при структурном фазовом переходе, а изменение направлений магнитных моментов – результатом происходящих структурных изменений. Этот простой факт, однако, может иметь важное практическое значение для изучения динамики и кинетики структурного фазового перехода, так как магнитные свойства поддаются измерению гораздо легче, чем механические.

Сплавы Гейслера имеют кубическую структуру аустенита O_h . При температурах ниже температуры мартенситного перехода T_M сплав переходит в низкосимметричную фазу мартенсита D_{4h} . С учетом структурного, смешанного и магнитного вкладов свободная энергия для сплавов Гейслера имеет вид [12–15]:

$$\begin{aligned} \Phi = & \Phi_0 + \frac{1}{2}a(e_2^2 + e_3^2) + \frac{1}{3}be_3(e_3^2 - 3e_2^2) + \frac{1}{4}c(e_2^2 + e_3^2)^2 + \\ & + B_2 \left[\frac{1}{\sqrt{2}}e_2(m_1^2 - m_2^2) + \frac{1}{\sqrt{6}}e_3(3m_3^2 - m^2) \right] + \\ & + \frac{1}{2}\alpha(m_1^2 + m_2^2 + m_3^2) + \frac{1}{4}\delta(m_1^2 + m_2^2 + m_3^2)^2 + K(m_1^2m_2^2 + m_2^2m_3^2 + m_3^2m_1^2), \end{aligned} \quad (1)$$

где e_2, e_3 – линейные комбинации компонент тензора деформации, ответственные за переход решетки из кубической фазы в тетрагональную:

$$e_2 = (e_{xx} - e_{yy})/\sqrt{2}, \quad e_3 = (2e_{zz} - e_{xx} - e_{yy})/\sqrt{6}; \quad (2)$$

m и m_1, m_2, m_3 – соответственно модуль вектора намагниченности и его компоненты. Температурная зависимость осуществляется через коэффициенты при вторых степенях структурного и магнитного параметров порядка:

$$a = a_0(T - T_M), \quad \alpha = \alpha_0(T - T_C), \quad (3)$$

где a_0 и α_0 – некоторые новые феноменологические постоянные, T_C – температура Кюри, T_M – температура абсолютной неустойчивости аустенитной фазы. Далее нам понадобится такая величина, как температура абсолютной неустойчивости мартенситной фазы T_A (определение для сплавов Гейслера см., напр., в работах [12,13]).

При структурном фазовом переходе аустенит переходит в один из трех минимумов мартенсита (рис. 1, в качестве концептуального взят из работы [16]).

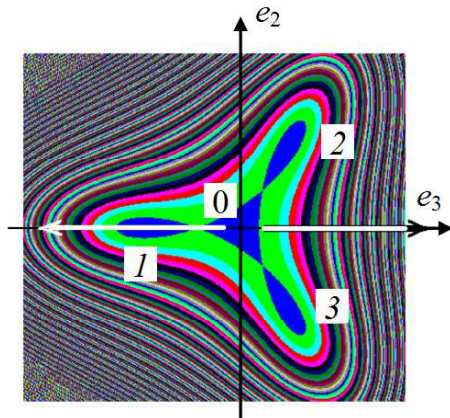


Рис. 1. Рельеф свободной энергии на плоскости параметров порядка e_2 и e_3 при температуре T_{eq} [16]: 0 – аустенитный минимум A ; 1, 2 и 3 – мартенситные минимумы M_1, M_2, M_3

Из фактов расщепления кинетических кривых намагниченности и скачкообразного изменения направления магнитного момента следует, что данный переход имеет все признаки фазового перехода первого рода и это предопределяет возможность гистерезиса намагниченности при циклическом охлаждении и нагревании сплава. Однако данный аспект не был рассмотрен в предыдущих работах [12,13] и является целью настоящего исследования.

Гистерезис намагниченности в области структурного фазового перехода

Для расчетов гистерезисных кривых воспользуемся одним из вариантов эволюционных уравнений Ландау с учетом случайных источников $f_k(t)$ в форме «белого шума» [12,13,17,18]:

$$\frac{\partial \eta_k}{\partial t} = \gamma_k \frac{\partial \Phi}{\partial \eta_k} + f_k(t). \quad (4)$$

Здесь γ_k – соответствующий кинетический коэффициент, в нашем случае $\eta_k = e_2, e_3, m_1, m_2, m_3$.

Компьютерный эксперимент проводили при следующих параметрах модели: $T_M = 150$ К, $b = 0.3$, $a_0 = 0.005$, $c = 1$, $T_C = 250$ К, $B_2 = 0.02$ Дж/м³, $\alpha_0 = 1$ Дж/(м³·К), $\delta = 1$ Дж/м³, $K = -1$ Дж/м³. Выбор параметров модели осуществляли из соображений удобства для численного моделирования. Например, реальные температуры T_C и T_M для чистого сплава Гейслера составляют соответственно ~ 400 и 200 К, что существенно увеличивает время счета, когда необходимо охватить сразу магнитный и структурный фазовые переходы.

Поэтому данные температуры были сдвинуты навстречу друг другу. При необходимости пересчет на реальные параметры представляет собой несложную техническую задачу.

Изменение температуры в компьютерном эксперименте осуществляли с постоянной по абсолютной величине скоростью в условных единицах. По этой причине графики кинетических кривых параметров порядка строили в зависимости не от времени, а от температуры, что удобно с точки зрения сопоставления с критическими точками фазового перехода.

Будем различать три принципиально важных варианта соотношения критических температур:

1) $T_C > T_M$ – к моменту структурного фазового перехода магнитный момент уже имеет большую величину, что согласно выражению (1) может напрямую повлиять на его протекание, в том числе оказать обратное влияние на магнитное состояние, например, в форме расщепления кривых намагниченности [12,13]. Однако критичность структурного фазового перехода является доминирующей, что приводит к типичному для фазового перехода первого рода скачкообразному изменению структурного и магнитного параметров порядка;

2) $T_C \sim T_A, T_M$ – критичности структурного и магнитного состояний находятся в одной области температур, вследствие чего сплав особенно чувствителен как к внешним условиям, так и к взаимным изменениям состояния магнитной и структурной подсистем. В этом смысле их роль в протекании и структурного, и магнитного фазовых переходов приблизительно одинакова;

3) $T_C < T_M$ – к моменту начала структурного фазового перехода магнитная подсистема находится в парамагнитном состоянии и ввиду отсутствия макроскопического магнитного момента согласно (1) не должна оказывать заметного влияния на общее состояние системы. Однако в силу флуктуационного характера процесса фазового перехода магнитные фазы могут возникнуть при температурах выше температуры T_C , где парамагнитная фаза должна господствовать и носить отпечаток фазового перехода первого рода.

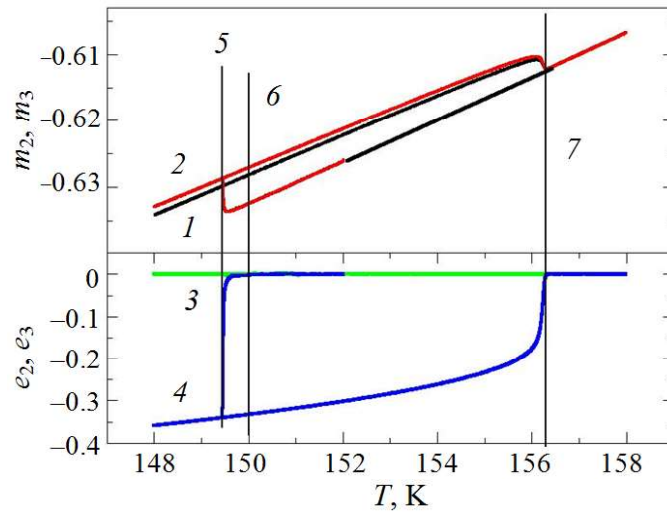
Рассмотрим указанные варианты более подробно.

1. Вариант $T_C > T_M$. Для этого варианта компьютерный эксперимент стартовал с температуры 158 К, которая снижалась с постоянной скоростью до значения 148 К, а затем снова повышалась до начального значения (рис. 2,а). На этом интервале проявлялся гистерезис компонент как структурного, так и магнитного параметров порядка. Причем их изменения протекали абсолютно синхронно, и переходы осуществлялись при одних и тех же температурах. Магнитное состояние не обладало никакой самостоятельностью и полностью следовало за структурным.

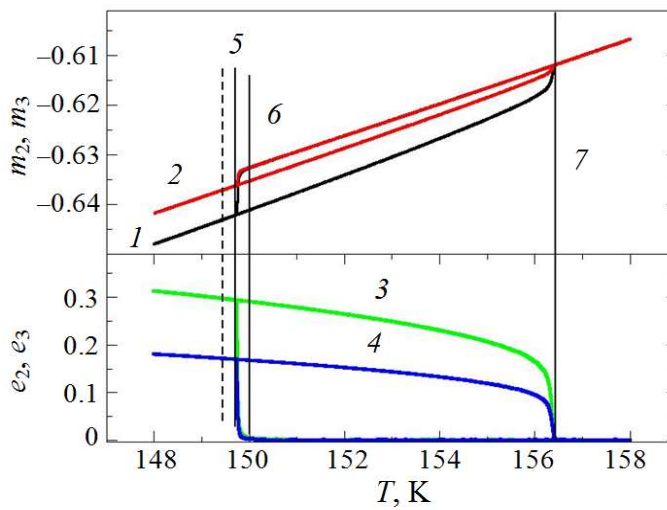
По знакам и значениям компонент структурного параметра порядка ($e_2 = 0$, $e_3 < 0$) при температурах ниже температуры T_M видно, что благодаря случайной комбинации флуктуаций в данном конкретном компьютерном эксперименте система выбрала переход $A \rightarrow M_1$ (см. рис. 1). Начальные зна-

чения магнитного момента были выбраны системой следующими: $m_1 = 0.6066$, $m_2 = m_3 = -0.6066$. Мартенситный минимум M_1 соответствует сокращению стороны z куба элементарной ячейки кристалла сплава Гейслера.

Ясно, что если многократно повторять данный эксперимент, то каждый раз система будет переходить не в одно и то же состояние, а приблизительно



a



б

Рис. 2. Температурные зависимости компонент магнитных m_2 (1), m_3 (2) и структурных e_2 (3), e_3 (4) параметров порядка при циклическом охлаждении–нагреве в окрестности интервала лабильности фазовых переходов $A \rightarrow M_1$ (а) и $A \rightarrow M_2$ (б). Прямые 5, 7 фиксируют температуры соответственно прямого и обратного мартенситных переходов, прямая 6 отмечает температуру T_M . Компонента m_1 имеет положительные значения, приблизительно равные компонентам m_2 и m_3 , взятым по абсолютной величине (ввиду избранного масштаба компонента m_1 не изображена). Вертикальная штриховая линия на рис. 2,б соответствует линии 5 на рис. 2,а

с одинаковой вероятностью случайным образом во все три состояния, изображенные на рис. 1. Например, на рис. 2,б приведен случай, когда система выбрала переход $A \rightarrow M_2$ ($e_2 > e_3 > 0$).

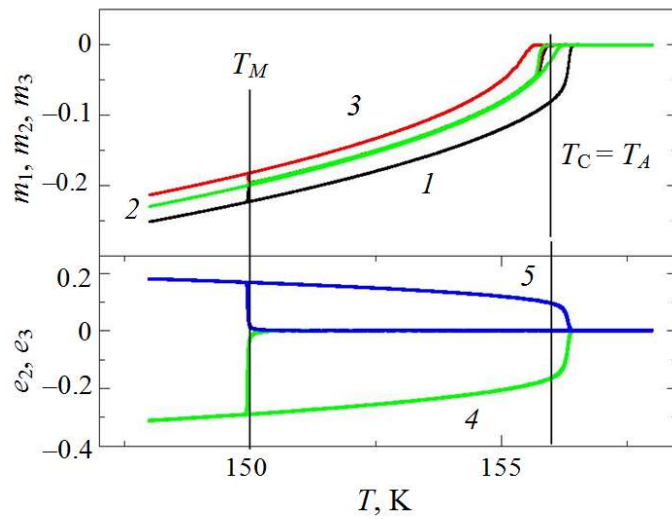
Последний случай соответствует сокращению стороны куба элементарной ячейки кристалла вдоль оси y декартовой системы координат. Сравнивая рис. 2,а и 2,б, видим, что прямой мартенситный переход на рис. 2,б происходит при несколько более высокой температуре. Этот факт связан с влиянием тепловых флуктуаций и шумов, а, возможно, и с взаимодействием подсистем.

Если сближать критические температуры T_C и T_M , но таким образом, чтобы разница между ними оставалась еще значительной, то качественная картина будет оставаться такой же, как описано выше. Отличие будет состоять лишь в том, что величина спонтанного магнитного момента, а следовательно, и ширина скачка по параметру порядка в области критических температур структурного фазового перехода будут меньше.

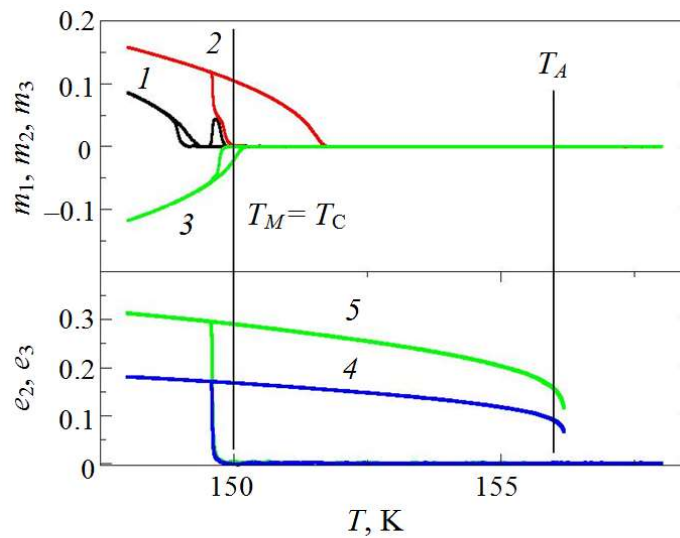
2. Варианты $T_C = T_A$ и $T_C = T_M$. Данные варианты интересны тем, что на интервале лабильности структурного фазового перехода $T_M - T_A$ параметры порядка обеих подсистем только зарождаются и сопоставимы по величине (рис. 3). Поскольку критические точки этих подсистем сближены, компьютерный эксперимент в обоих случаях стартовал из парамагнитной аустенитной фазы при нулевых значениях всех параметров порядка.

В варианте $T_C = T_A$ (рис. 3,а) с учетом выполнения неравенств $e_3 > 0$ и $e_2 < 0$ при понижении температуры система выбрала переход $A \rightarrow M_3$ (см. рис. 1). Этот случай соответствует сокращению стороны куба элементарной ячейки кристалла вдоль оси x декартовой системы координат. Компоненты магнитного момента с небольшой задержкой выходят на кривую типа Кюри–Вейса и вдоль нее изменяются синхронно до тех пор, пока система остается в аустенитном состоянии, т.е. до температуры T_M . Строго в точке T_M система переходит в мартенситное состояние M_3 , и параллельно с этим кинетические кривые компонент магнитного момента расщепляются, а именно: m_2 остается на месте; m_1 на продолжении кривой типа Кюри–Вейса скачком возрастает по абсолютной величине; m_3 , наоборот, уменьшается по абсолютной величине. При обратном мартенситном переходе имеет место гистерезис всех компонент магнитного момента, который заканчивается в окрестности точки $T_C = T_A$.

В компьютерном эксперименте, удовлетворяющем условию $T_C = T_M$ (рис. 3,б), с понижением температуры система вновь выбрала переход $A \rightarrow M_2$ (см. рис. 3,а). Все три компоненты магнитного момента выходят на разные уровни и имеют разные начала фазового перехода, т.е. разные критические температуры. Причем вначале все три компоненты переходят в мартенситное состояние при температурах чуть ниже T_C , но затем (по-видимому, в результате флуктуационной конкуренции) компонента m_1 возвращается снова к нулевому значению и ненулевые значения приобретает при температурах заметно ниже T_C .



a



б

Рис. 3. Температурные зависимости компонент магнитных m_1 (1), m_2 (2), m_3 (3) и структурных e_2 (4), e_3 (5) параметров порядка при циклическом охлаждении–нагреве в условиях совпадения температур T_C и T_A (а), а также T_C и T_M (б)

При нагреве каждая из компонент магнитного момента демонстрирует свой гистерезис, причем последний тем шире, чем больше абсолютная величина компоненты. Факт наличия гистерезиса сам по себе примечателен, ибо свидетельствует о том, что в данном случае имеет место магнитный фазовый переход первого рода. По-видимому, на изменение рода фазового перехода повлияла связь со структурным фазовым состоянием.

Ориентация магнитного момента сложным образом направлена в пространстве и, очевидно, сильно отклоняется от направления главных диагоналей параллелепипеда элементарной ячейки мартенситной фазы. В то же время в процессе нагрева, когда компоненты m_1 и m_3 обращаются в нуль,

единственная ненулевая компонента m_2 свидетельствует о том, что ось магнитной анизотропии в данном случае направлена строго вдоль стороны y параллелепипеда. Кроме того, поскольку эта область лежит выше T_C , благодаря влиянию состояния структурной подсистемы магнитный порядок поддерживается в области парамагнитного состояния чисто магнитной подсистемы.

3. Вариант $T_C < T_M$. В данном варианте критические точки разнесены по температуре и, казалось бы, структурный и магнитный фазовые переходы должны протекать независимо и не могут воздействовать друг на друга. Что касается влияния магнитного фазового перехода на структурный, то здесь это очевидно, поскольку в области структурного фазового перехода макроскопический магнитный момент равен «тождественно» нулю. В то же время обратное утверждение неверно, поскольку структурные параметры порядка в области магнитного фазового перехода имеют конечное значение и согласно (1) могут вносить вклад в его протекание. На вопрос, каков характер этого влияния, помогает ответить специальный компьютерный эксперимент, в котором значение температуры Кюри выбрано равным 148 К, что на 2 К меньше температуры мартенситного фазового перехода, в данных экспериментах равной 150 К (рис. 4).

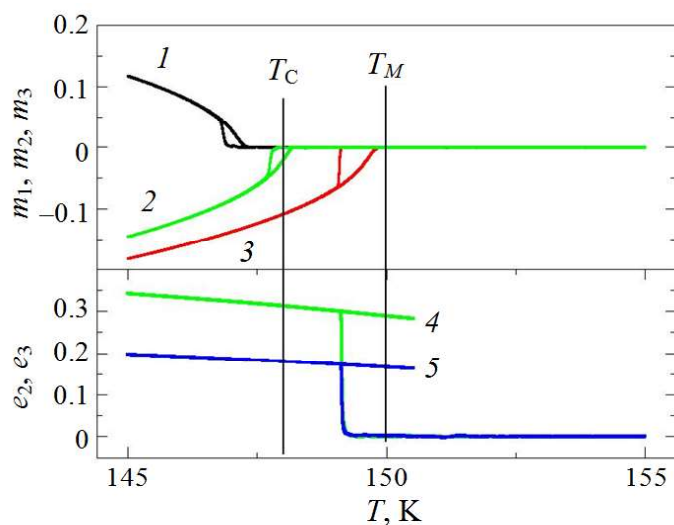


Рис. 4. Температурные зависимости компонент магнитных m_1, m_2, m_3 и структурных e_2, e_3 параметров порядка при циклическом охлаждении–нагреве для варианта $T_C < T_M$. Обозначения те же, что и на рис. 3

Из рис. 4 видно, что каждая компонента магнитного момента имеет как бы свою температуру Кюри. Вначале в процессе охлаждения фазовый переход испытывает компонента m_3 , затем – m_2 и наконец – m_1 . Причем компонента m_3 начинает фазовый переход раньше, чем его совершила бы чисто магнитная подсистема, а компонента m_1 – позже. Таким образом, мы имеем сложную картину вращения магнитного момента в пространстве. Вначале на некотором интервале температур он направлен вдоль оси z , потом его ори-

ентация выходит в плоскость yz , а на последней стадии фазового перехода – в пространственную область xuz .

В процессе нагрева картина разворачивается в обратном направлении, демонстрируя некоторый гистерезис по каждой компоненте. Таким образом, в последнем случае магнитный фазовый переход благодаря взаимодействию со структурной подсистемой, находящейся в одном из вариантов мартенситной фазы, приобретает черты фазового перехода первого рода. В завершение отметим, что ширина температурного гистерезиса для варианта $T_C < T_M$ тем меньше, чем больше разница между T_M и T_C , и в пределе, по-видимому, стремится к нулю.

Заключение

В рамках феноменологической теории Ландау с привлечением и с учетом тепловых флуктуаций и шумов по типу уравнений Ланжевена методом компьютерного эксперимента обнаружено и исследовано явление расщепления кинетических кривых магнитного момента для варианта $T_C > T_M$ в области температур структурного фазового перехода. Это расщепление связано с простым изменением направления главных диагоналей куба, вдоль которых ориентирован магнитный момент, вследствие тетрагонального сокращения одной из сторон куба при фазовом переходе.

Кроме того, в области температур структурного фазового перехода рассчитаны гистерезисные кривые для вариантов $T_C > T_M$, $T_C = T_A$, $T_C = T_M$ и $T_C < T_M$. Установлено, что во всех этих вариантах имеет место гистерезис компонент магнитного момента, что является признаком магнитного фазового перехода первого рода. Изменение рода фазового перехода связано с влиянием на магнитный фазовый переход структурной подсистемы. Если наличие гистерезиса компонент магнитного явления для варианта $T_C > T_M$ вполне очевидно, то природу гистерезиса в остальных случаях еще предстоит выяснить.

Предстоит также еще установить и природу того факта, что различные компоненты магнитного момента имеют разные критические температуры, вследствие чего при магнитном фазовом переходе магнитный момент сложно изменяет свою ориентацию в пространстве. Смещение начала магнитного фазового перехода для каждой компоненты магнитного момента в этом случае можно трактовать как некоторое расщепление кинетических кривых.

Результаты по расщеплению линий магнитного момента и гистерезису намагниченности были получены и в более ранних наших работах [12,13] для конкретных сплавов типа Гейслера. Однако вполне очевидно, что аналогичные явления будут иметь место и в других сплавах и соединениях, для которых характерно наличие одновременно структурного и магнитного фазовых переходов. Например, такого рода расщепления кинетических кривых магнитных моментов возможны в соединениях пниктидов марганца $MnAs$ и неполных сплавах Гейслера $MnNiGe$, которым свойственны ромбоэдрические искажения при структурном фазовом переходе [19,20]. Подобное возможно и для соединений $TiNi$.

Работа частично профинансирована грантом РФФИ № 20-17-00748.

1. P. Chowdhury, H. Sehitoglu, Prog. Mater. Sci. **88**, 49 (2017).
2. J. Zhang, C.C. Tasan, M.J. Lai, A.-C. Dippel, D. Raabe, Nat. Commun. **8**, 1 (2017).
3. S. Sadeghpour, S.M. Abbasi, M. Morakabati, L.P. Karjalainen, J. Alloys Compd. **808**, 151741 (2019).
4. F. Falk, P. Konopka, J. Phys.: Condens. Matter **2**, 61 (1990).
5. V.I. Levitas, D.L. Preston, Phys. Rev. **B66**, 134206 (2002).
6. P.J. Brown, J. Crangle, T. Konomata, M. Matsumoto, K.-U. Neumann, B. Ouladdiaf, K.R.A. Ziebeck, J. Phys.: Condens. Matter **14**, 10159 (2002).
7. J.-Y. Chu, Ph. D., London University (2005).
8. V.A. L'vov, A. Kosogor, J.M. Barandiaran, V.A. Chernenko, Acta Mater. **60**, 1587 (2012).
9. Shape Memory Alloys – Processing, Characterization and Application, F.M.B. Fernandes (Ed.), InTech, Janeza Trdine, Rijeka, Croatia (2013).
10. L. Mañosa, A. Gonz`alez-Comas, E. Obradó, A. Planes, V.A. Chernenko, V.V. Kokorin, E. Cesari, Phys. Rev. **B55**, 11068 (1997).
11. A. Planes, L. Mañosa, Solid State Physics **55**, 159 (2001).
12. Л.С. Метлов, В.Д. Пойманов, ФТВД **28**, № 1, 62 (2018).
13. Л.С. Метлов, В.В. Коледов, В.Г. Шавров, ФТВД **28**, № 1, 46 (2018).
14. V.A. L'vov, E.V. Gomonaj, V.A. Chernenko, J. Phys.: Condens. Matter **10**, 4587 (1998).
15. A.N. Vasil'ev, A.D. Bozhko, V.V. Khovailo, I.E. Dikshtein, V.G. Shavrov, V.D. Buchelnikov, M. Matsumoto, S. Suzuki, T. Takagi, J. Tani, Phys. Rev. **B59**, 1113 (1999).
16. Л.С. Метлов, В.В. Коледов, В.Г. Шавров, Ю.Д. Заворотнев, Ю.В. Техтелев, ФТВД **30**, № 2, 56 (2020).
17. L.M.A. Bettencourt, Phys. Rev. **D53**, 045020 (2001).
18. Л.С. Метлов, А.Г. Петренко, ФТВД **28**, № 3, 46 (2018).
19. В.И. Вальков, В.И. Каменев, В.И. Митюк, И.Ф. Грибанов, А.В. Головчан, Т.Ю. Деликатная, ФТТ **59**, 266 (2017).
20. В.И. Вальков, А.В. Головчан, В.В. Коледов, Б.М. Тодрис, В.И. Митюк, ФТТ **62**, 710 (2020).

L.S. Metlov, V.V. Koledov, V.G. Shavrov, Yu.V. Tekhtelev, A.G. Petrenko

SPLITTING AND HYSTERESIS OF MAGNETIC MOMENT IN THE COURSE OF A MARTENSITIC PHASE TRANSITION BY THE EXAMPLE OF A HEUSLER ALLOY

Within the frameworks of phenomenological theory by Landau, a splitting of kinetic curves of the magnetic moment has been found by computer experiment in the temperature range of the structural phase transition under the condition of $T_C > T_M$. Hysteresis curves of the magnetic moment have been calculated at varied ratio of the critical temperatures $T_C > T_M$, $T_C = T_M$ and $T_C < T_M$. It has been established that the hysteresis of the components of the magnetic moment is present in all the cases that is a sign of the first-order magnetic phase transition. Besides, it has been found that the components of the magnetic moment are characterized by different critical temperatures. That is the reason why the change in the spatial orientation of the magnetic moment is complex.

Keywords: magnetic phase transitions, structural (martensitic) phase transitions, critical temperatures, hysteresis

Fig. 1. Relief of the free energy on the plane of order parameters e_2 and e_3 at temperature T_{eq} [16]: 0 – austenitic minimum A ; 1, 2 and 3 – martensitic minima M_1, M_2, M_3

Fig. 2. Temperature dependences of the components of the magnetic order parameters m_2 (1), m_3 (2) and the structural ones e_2 (3), e_3 (4) under cyclic cooling and heating in the vicinity of the lability area of phase transitions $A \rightarrow M_1$ (a) and $A \rightarrow M_2$ (b). Lines 5, 7 fix the temperatures of the direct and reverse martensitic transitions, respectively, line 6 marks temperature T_M . Component m_1 is of a positive value close to absolute values of components m_2 and m_3 (component m_1 has not been drawn because of the selected scale). The vertical dashed line in fig. 2,b corresponds to line 5 in fig. 2,a

Fig. 3. Temperature dependences of the components of magnetic order parameters m_1 (1), m_2 (2), m_3 (3) and the structural ones e_2 (4), e_3 (5) under cyclic cooling and heating at coinciding temperatures T_C and T_A (a), T_C and T_M (b)

Fig. 4. Temperature dependences of the components of the magnetic order parameters m_1, m_2, m_3 and the structural ones e_2, e_3 under cyclic cooling and heating at $T_C < T_M$. The symbols are the same as in fig. 3