

19,05,11

Теплоемкость, теплопроводность и магнитокалорический эффект в сплаве Гейслера $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$

© А.Г. Гамзатов¹, А.Б. Батдалов¹, Ш.К. Хизриев¹, А.М. Мухучев¹, А.М. Алиев¹,
A.Ghotbi Varzaneh², P. Kameli², I.Abdolhosseini Sarsari², S. Jannati²

¹ Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН,
Махачкала, Россия

² Department of Physics, Isfahan University of Technology,
Isfahan 8415683111, Iran

E-mail: gamzatov_adler@mail.ru

Поступила в Редакцию 28 сентября 2022 г.

В окончательной редакции 28 сентября 2022 г.

Принята к публикации 29 сентября 2022 г.

Приведены результаты исследования теплоёмкости, теплопроводности, и магнитокалорического эффекта поликристаллического сплава $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в зависимости от температуры ($T = 80\text{--}350\text{ K}$) и магнитного поля ($0\text{--}8\text{ T}$). Вблизи магнитоструктурного фазового перехода (МСФП) мартенсит–аустенит обнаружена значительная разница между величинами скачка теплоемкости ΔC_p в режиме нагрева и охлаждения, что связывается с влиянием скрытой теплоты фазового перехода. В диапазоне $T = 80\text{--}300\text{ K}$ теплопроводность растет с температурой ($dk/dT > 0$) и увеличивается более чем в три раза. Электронная теплопроводность в мартенситной фазе ($T = 150\text{ K}$) составляет 37% от общей. В области МСФП обнаружен аномальный рост теплопроводности $\Delta\kappa = \kappa(\text{aust}) - \kappa(\text{mart}) = 4.2\text{ Wm K}$. Вклады электронов и фононов в наблюдаемый скачок составляют 63 и 37% соответственно и обусловлены как ростом подвижности электронов проводимости при переходе мартенсит–аустенит, так и увеличением длины свободного пробега фононов.

Исследован магнитокалорический эффект в циклических магнитных полях амплитудой 1.8 Т. Установлена зависимость величины обратного эффекта от скорости сканирования температуры. Прямые измерения ΔT в циклическом магнитном поле 1.2 Т показывает уменьшение амплитуды эффекта вблизи T_C в два раза при увеличении частоты циклического магнитного поля от 1 до 30 Hz. Скорее всего это связано с магнитными и микроструктурными неоднородностями, которые выступают в качестве дополнительного канала тепловой диссипации.

Ключевые слова: сплавы Гейслера, теплоёмкость, теплопроводность, магнитокалорический эффект, циклические магнитные поля.

DOI: 10.21883/FTT.2022.12.53714.487

1. Введение

Продолжающийся интерес к исследованиям сплавов Гейслера семейства Ni-Mn-X ($X = \text{Ga, Sn, In}$) непосредственно связан с их уникальными физическими свойствами, которые наиболее явно проявляются в области фазовых превращений под влиянием внешних воздействий (магнитное поле, температур, давление и т.д.). В сплавах Гейслера наблюдается последовательность магнитных, структурных, электронных фазовых переходов, которые в некоторых случаях происходят одновременно, вызывая так называемый магнитоструктурный фазовый переход (МСФП). Это уникальное явление является следствием сильной взаимосвязи магнитной и решеточной подсистем твердого тела. В этом случае происходит одновременно изменение структуры и магнитных свойства сплава под воздействием магнитного поля и проявляются такие эффекты, как магнитосопротивление, гигантская величина магнитокалорического эффекта, магнитоуправляемый эффект памяти формы. Все это вызывает живой интерес исследователей.

Существенным фактором, стимулирующим теоретические и экспериментальные исследования магнитоструктурных фазовых переходов и связанных с ним явлений, является возможность практического применения материалов с МСФП в современных технологиях, в частности, в технологии магнитного охлаждения в качестве рабочего тела. Эффективность работы холодильной машины, основанной на магнитокалорическом эффекте (МКЭ) определяется в том числе и скоростью отвода тепла от рабочего тела холодильной машины. Очевидно, что эффективность работы холодильной машины зависит не только от величины МКЭ и циклической частоты приложенного магнитного поля, но и от величины теплопроводности материала рабочего тела холодильника: чем выше его теплопроводность, тем больше КПД холодильной машины. Отсюда можно сделать вывод, что с точки зрения прикладных задач необходимость проведения исследования теплопроводности перспективных функциональных материалов не вызывает сомнения. Кроме того, измерение теплопроводности является чуть ли не единственным способом определения действующих

механизмов рассеяния носителей тепла твердого тела, а эта фундаментальная задача физики конденсированного состояния.

В исследуемой нами системе Ni-Mn-Sn достаточно подробно теоретически и экспериментально изучены фазовые переходы, магнитные и структурные свойства [1–10]. Детальному изучению структуры, магнитных и магнитокалорических свойств исследуемой нами композиции $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ посвящены работы [11–15]. В данном составе при понижении температуры сначала наблюдается магнитный переход парамагнетик-ферромагнетик при $T_C \approx 313$ К, который проходит в аустенитной фазе. Дальнейшее понижение температуры сопровождается магнитоструктурным переходом от высокосимметричного кубического аустенита (ферромагнетик) в низкотемпературный моноклинный или орторомбический мартенсит ($M_S \approx 200$ К) причем магнитное состояние мартенсита является неоднородным.

Исследованиям теплофизических свойств сплавов Гейслера уделяется значительно меньше внимания, чем другим физическим свойствам. Нам известно всего несколько работ, в которых приводятся результаты исследования теплопроводности [16–22]. Общим для этих работ является относительно низкая величина теплопроводности, сопоставимые значения фононной и электронной составляющих и аномалии различного характера, наблюдаемые вблизи температур магнитных и структурных фазовых переходов.

Авторы [16] исследовали тепло- и электропроводность ряда образцов сплава Ni-Mn-In в диапазоне $T = 130–530$ К. Они обнаружили резкое возрастание теплопроводности вблизи мартенситного перехода и связывают обнаруженное явление с ростом электронной теплопроводности при переходе мартенсит-аустенит благодаря увеличению подвижности носителей заряда. Аналогичный вывод для образца $\text{Ni}_{48}\text{Mn}_{39}\text{Sn}_{13}$ содержится в работе [23].

В [18] скачкообразный рост теплопроводности сплава $\text{Ni}_{2+x}\text{Mn}_{1-x}\text{Ga}$ вблизи температуры МСФП авторы объясняют изменениями в фононной подсистеме сплава. Согласно [18] вблизи МСФП происходит смягчение фононного спектра и появление дополнительных фононных возбуждений, соответствующих акустической ветви фононов, которые приводят к росту теплоемкости C_P , а следовательно κ_{ph} . Обнаруженный в [20] острый пик теплопроводности $\frac{\Delta\kappa}{\kappa} \approx 70\%$ вблизи T_C в сплаве $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{34}\text{In}_{16}$, авторы пытаются объяснить изменениями в электронном спектре носителей тока при фазовом переходе парамагнетик-ферромагнетик. В работе [22] аномальное поведение теплопроводности и температурапроводности вблизи фазового перехода мартенсит-аустенит в сплавах $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22-x}(\text{Cu,Zn})_x$ связывают с сосуществованием фаз и их конкуренцией. Вышеприведенные результаты исследований $\kappa(T)$ некоторых сплавов Гейслера говорят об отсутствии единого представления об особенностях механизма теплопередачи в

сплавах и необходимости продолжения таких исследований.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования теплофизических (с детальным анализом механизмов рассеяния носителей тепла и влияния на них магнитного поля) и магнитокалорических свойств сплава Гейслера $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$. Прямые исследования МКЭ проводилась как экстракционным методом в стационарных магнитных полях до 1.8 Т, так и методом модуляции магнитного поля в циклических магнитных поля 1.2 и 1.8 Т.

2. Образец и методика измерений

Образец был получен методом механического сплавления [12]. Теплопроводность измерялась методом стационарного теплового потока. Теплоемкость — методом а. с.-калориметрии. Магнитокалорический эффект — методом модуляции магнитного поля. В качестве датчиков температуры использовались термопары хромель-константан и медь-константан $\varnothing = 0.05$ мм. Образец представляет собой прямоугольную пластину размерами $\approx 7 \times 3 \times 1$ мм³. Для исключения влияния гистерезисных эффектов перед измерениями в режиме нагрева образец охлаждался до температур жидкого азота, а в случае охлаждения — до температур выше T_C .

3. Результаты и обсуждение

Температурная зависимость теплоемкости в режиме нагрева и охлаждения приведена на рис. 1. Видны две аномалии вблизи структурного ($T_S = 220$ К) и магнитного ($T_C = 313$ К) фазовых переходов и гистерезис вблизи T_S . Более того, аномалия при T_S практически исчезает при обратном ходе температуры. При нагревании вблизи T_S происходит резкое расширение кристаллической решетки, на что требуется дополнительная энергия, эквивалентная скрытой теплоте фазового перехода, что приводит к росту C_P . Процесс охлаждения, наоборот, сопряжен с выделением энергии, поэтому количество подводимого извне тепла, требуемое для изменения температуры образца уменьшается, и ΔC_P уменьшается. Магнитное поле сдвигает температуру структурного перехода T_S в сторону низких температур, подавляет флуктуации магнитного параметра порядка вблизи T_C и сглаживает пик на зависимости $C_P(T)$ вблизи T_C . Аналогичную картину для сплава $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37}(\text{In}_{0.2}\text{Sn}_{0.8})_{13}$ наблюдали авторы [10], которые также связывают наблюдаемое явление с влиянием скрытой теплоты фазового перехода.

Рассмотрим поведение температурной зависимости теплопроводности сплава $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$. В общем случае теплопроводность магнитных материалов представляет собой сумму: $\kappa_{\text{tot}} = \kappa_e + \kappa_{\text{ph}} + \kappa_m$, где κ_e , κ_{ph} и κ_m — электронная, фононная и магнитная составляющие теплопроводности соответственно. При ана-

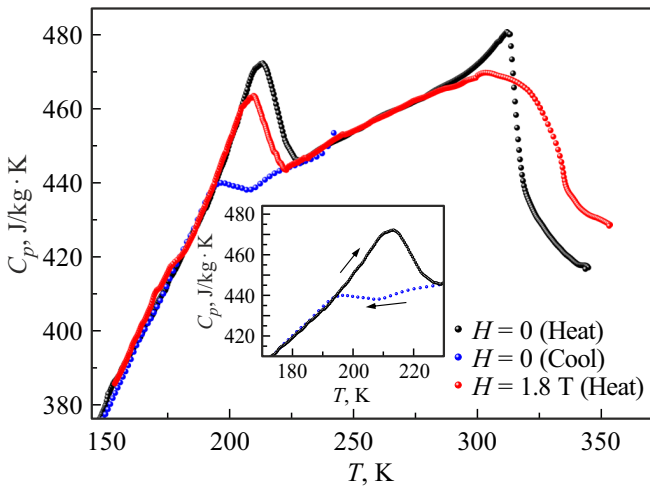


Рис. 1. Температурная зависимость теплоемкости в режиме нагрева и охлаждения. Красные точки данные в магнитном поле 1.8 Т в режиме нагрева.

лизе $\kappa_{\text{tot}}(T)$ магнитным составляющим обычно пренебрегают из-за малости её вклада в теплопроводность [24]. Электронную компоненту определяют из соотношения Видемана–Франца $\kappa_e = LT/\rho$, предполагая, что $L = L_0 = 2.24 \cdot 10^{-8} \text{ V}^2/\text{K}^2$ — число Лоренца. Для высокорезистивных металлических сплавов такое допущение оправдано [25]. На рис. 2, а приведена температурная зависимость общей, фоновой и электронной составляющих теплопроводности. Фоновый вклад κ_{ph} получена как разность между измеренной величиной κ_{tot} и электронной κ_e , вычисленной из соотношения Видемана–Франца. Вклад электронов в общую теплопроводность составляет 37% (при $T = 150 \text{ K}$).

Следует обратить внимание на следующие особенности в поведении κ_{tot} . Во-первых, это линейный рост теплопроводности с температурой $d\kappa/dT > 0$ в широкой области температур 100–300 К, что не характерно для кристаллических твердых тел, где в этой области начинают доминировать фонон-фононные процессы переброса. Вторая особенность заключается в аномально резком росте теплопроводности в области фазового перехода мартенсит–аустенит. В принципе наблюдаемый скачкообразный рост κ_{tot} может быть связан как с увеличением κ_e при переходе, так и с ростом κ_{ph} . Аномальный рост теплопроводности от 7 до 11.5 W/mK при переходе мартенсит–аустенит наблюдали авторы [16] в сплаве Ni-Mn-In. Такое поведение связывают, в основном с ростом электронной компоненты благодаря росту подвижности электронов при переходе образца в более упорядоченную фазу. Аналогичный скачок теплопроводности $\Delta\kappa_{\text{tot}} = 2 \text{ W/mK}$ для сплава $\text{Ni}_{1.92}\text{Mn}_{1.56}\text{Sn}_{0.52}$ обнаружили авторы [23], которые так же приписывают наблюдаемый эффект электронному вкладу. В нашем случае такое объяснение не совсем корректно, так как скачок $\Delta\kappa_e = \kappa_e(\text{ауст}) - \kappa_e(\text{март}) = 2.6 \text{ W/mK}$, в то вре-

мя как общее изменение теплопроводности при МСФП $\Delta\kappa_{\text{tot}} = \kappa_{\text{tot}}(\text{ауст}) - \kappa_{\text{tot}}(\text{март}) = 4.2 \text{ W/mK}$. Это означает, что фоновый вклад в скачок значителен и равен $\Delta\kappa_{\text{ph}} = 1.6 \text{ W/mK}$ и им нельзя пренебречь.

По поводу причин линейного роста $\kappa_{\text{ph}}(T)$ можно сказать следующее. Известно, что вблизи и выше температуры Дебая в твердых телах доминируют фонон-фононные процессы рассеяния (процессы переброса) и $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{-1}$. Отсутствие такого вида зависимости $\kappa_{\text{ph}}(T)$ означает, что доминирующими в процессе рассеяния фононов могут оказаться другие механизмы, в частности, рассеяние фононов на мелкомасштабных структурных несовершенствах кристаллической решетки. Для того, чтобы такое рассеяние имело место, необходимо, чтобы структурные неоднородности, на которых рассеиваются фононы, были соизмеримы со средней длиной свободного пробега фононов. Оценим длину свободного пробега фононов, для чего воспользуемся выражением для фоновой теплопроводности: $\kappa_{\text{ph}} = \frac{1}{3} C_p l_{\text{ph}} \nu_s d$, где ν_s — скорость звука, d — плотность образца, κ_{ph} — экспериментальная величина теплопроводности, C_p — удельная теплоемкость. Используя экспериментальные значения C_p и κ_{ph} (рис. 1 и 2) и литературные данные $\nu_s = 4500 \text{ m/s}$ [26], $d = 8.2 \text{ g/cm}^3$ [21] находим $l_{\text{ph}}(\text{март}) = 8.3 \text{ \AA}$, $l_{\text{ph}}(\text{ауст}) = 12.4 \text{ \AA}$, т. е. происходит резкий, почти на 50%, рост длины свободного пробега фононов, что вызывает наблюдаемый скачок $\kappa_{\text{ph}}(T)$ вблизи МСФП. В качестве механизма, приводящего к резкому скачку l_{ph} можно рассматривать локальные искажения кристаллической решетки и наноразмерные границы двойникования, концентрация которых растет при переходе в мартенситную фазу [16,27].

Отметим так же, что фононы эффективно рассеиваются на препятствиях, размеры которых сопоставимы с длиной волны тепловых фононов, соответствующих данной температуре. Длина волны λ_{ph} можно оценить по формуле $\lambda_{\text{ph}} = 2a \frac{\theta}{T_s}$, где a — параметр решетки, T_s — температура МСФП. Оценки показывают, что $\lambda_{\text{ph}} \approx 18 \text{ \AA}$, что сравнимо с l_{ph} . Для объяснения наблюдаемого хода $(d\kappa/dT) > 0$ необходимо предположить, что l_{ph} не зависящая от T величина, что может иметь место в случае, когда l_{ph} ограничена размерами структурных несовершенств кристаллической решетки, с которыми взаимодействуют фононы, а ν_s — слабо зависит от температуры. Видно, что значения l_{ph} соизмеримы с размерами структурных единиц кристаллической решетки и скачкообразно растут при переходе в более упорядоченную и симметричную фазу. В таком случае температурный ход теплопроводности определяется зависимостью теплоемкости от температуры, что видно из рис. 1 и 2 где $C_p \sim T$, $\kappa_{\text{tot}} \sim T$, $\kappa_{\text{ph}} \sim T$ между температурами фазовых переходов.

Характерной особенностью поведения теплопроводности материалов с МСФП является зависимость фоновой составляющей от магнитного поля. Под влиянием магнитного поля вблизи МСФП происходит увеличе-

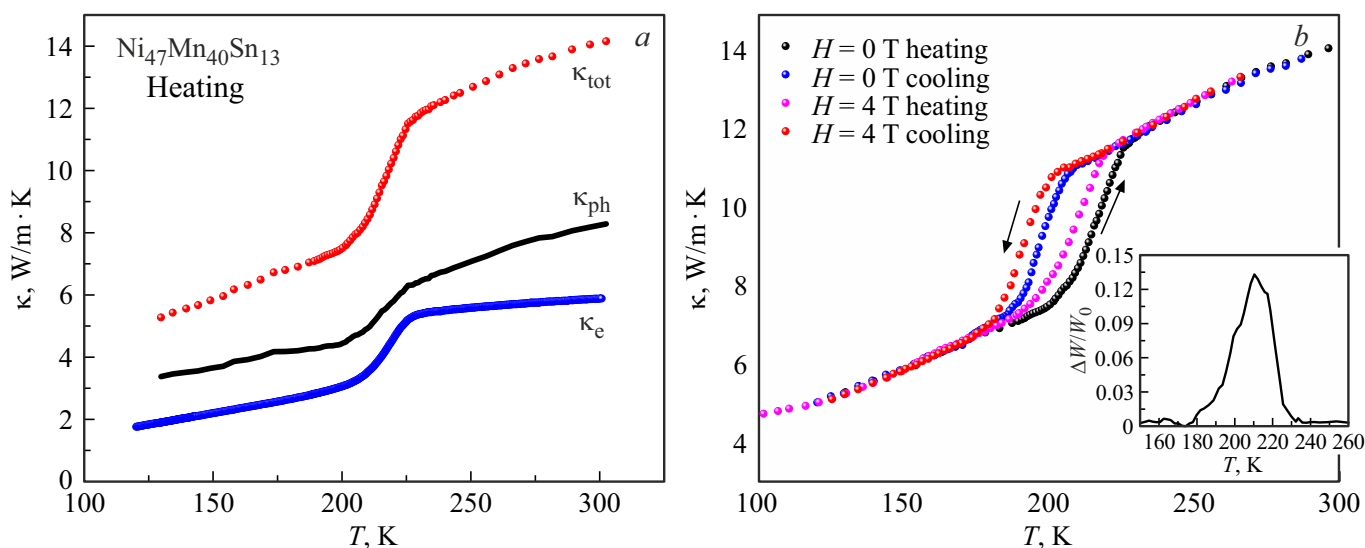


Рис. 2. *a* — температурная зависимость общей, фоновой и электронной составляющих теплопроводности; *b* — влияние магнитного поля на теплопроводность. Вставка — термомагнитосопротивление.

ние объемной доли аустенита с высокосимметричной кубической структурой. Соответственно, уменьшается скорость рассеяния электронов и фононов, что приводит к росту κ_{tot} . На рис. 2, *b* приведена зависимость $\kappa_{\text{tot}}(T)$ в магнитном поле 4 Т в режиме нагрева и охлаждения. Магнитное поле приводит к сдвигу температуры фазового перехода в сторону низких температур и росту теплопроводности. Аналогично магниторезистивному эффекту, можно оценить термомагниторезистивный эффект

$$\frac{\Delta w}{w_0} = \frac{w_H - w_0}{w_0} = \frac{\kappa_0 - \kappa_H}{\kappa_H}, \quad (1)$$

где w — термосопротивление ($w = 1/\kappa$). Как видно из рисунка (вставка), величина термомагниторезистивного эффекта в поле 4 Т достигает $\approx -13\%$.

На рис. 3, *a–b* приведены результаты прямых исследований МКЭ сплава $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в циклических магнитных полях. Магнитокалорические свойства образца $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в импульсных и стационарных магнитных полях был исследован в работах [11–13]. На рис. 3, *a* приведена температурная зависимость МКЭ при различных скоростях нагрева/охлаждения образца $V = 1$ и 2 K/min в циклических магнитных полях амплитудой 1.8 Т и частотой $f = 0.2 \text{ Hz}$. Как видно из рис. 3, на зависимости $\Delta T(T)$ наблюдаются прямой ($\Delta T > 0$) при T_C и обратный ($\Delta T < 0$) при магнитоструктурном фазовом переходе МКЭ. Отрицательный знак МКЭ является признаком присутствия в мартенситной фазе антиферромагнитных корреляции. Увеличение скорости сканирования температуры приводит к росту величины обратного эффекта. Природа такого поведения более детально рассмотрена в работах [6,28,29]. Максимальная величина обратного эффекта, полученная экстракционным методом (при разовом включении магнитного поля) в магнитном поле 1.8 Т равна -0.9 K (см. точки на

рис. 2). Как видим максимальная величина обратного эффекта при измерении модуляционным методом заметно меньше, чем при разовом включении магнитного поля. Это связано, с тем, что при измерении в циклических полях не измеряются эффекты первого включения, сигнал формируется на основе нескольких циклов. Поэтому, чем медленнее идет изменение температуры образца в области магнитоструктурного фазового перехода, тем больше циклов включения/выключения поля происходят, и соответственно, большая часть образца переходит в аустенитную фазу, и наблюдаемая величина обратного эффекта мала. Т.е. в исследованном материале в области гистерезиса получить значительную величину МКЭ при циклическом приложении магнитного поля невозможно, из-за необратимого перехода мартенсит–аустенит. Для получения обратимого МКЭ нужны поля, сдвигающие температуру перехода за пределы температурного гистерезиса. Ранее в [6] было показано, что для аналогичного сплава $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{12.5}\text{Cu}_{0.5}$ величина магнитного поля в 8 Т мала для индуцирования обратимого МСФП.

На рис. 3, *b* приведены результаты измерения влияния частоты циклического магнитного поля на величину МКЭ в поле 1.2 Т. Как видно с увеличением частоты от 1 до 30 Hz величина эффекта вблизи T_C уменьшается с 0.78 до 0.35 К, т.е. более чем в два раза. А вблизи МСФП при этих частотах мы практически не наблюдаем обратного эффекта (только излом на температурной зависимости МКЭ) по причине описанной выше. Известно, что вблизи фазовых переходов второго рода не должны испытывать зависимость величины адиабатического изменения температуры от частоты циклического магнитного поля. Действительно, с одной стороны, недавние исследования зависимости $\Delta T(T, f)$ для Gd в магнитном поле 1.2 Т показали частотную стабильность величины МКЭ в интервале

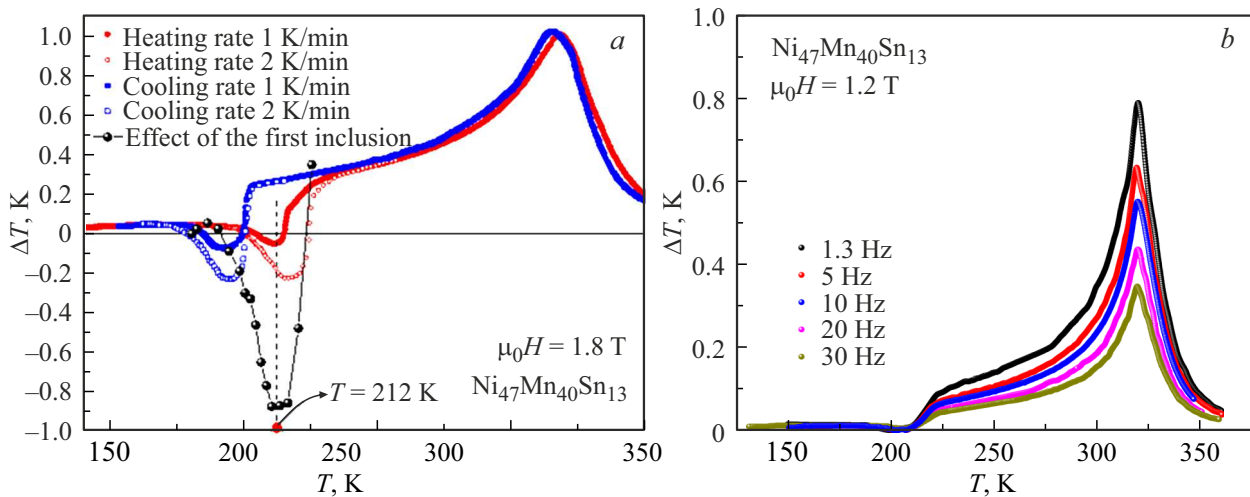


Рис. 3. *a* — температурная зависимость МКЭ в режиме нагрева и охлаждения в переменном магнитном поле 1.8 Т при $f = 0.2$ Hz. Там же для сравнения приведены данные прямых измерений МКЭ при разовом включении магнитного поля 1.8 Т (черные точки). *b* — частотная зависимость для $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в циклическом поле 1.2 Т в интервале от 1–30 Hz.

1–20 Hz [30]. С другой стороны, в работе [31] отмечается небольшое уменьшение амплитуды ΔT_{ad} для Gd с увеличением амплитуды модуляции магнитного поля с 116 до 1184 Hz в поле 33 mT. Частотные исследования МКЭ в различных магнитокалорических материалах показывают сложную картину зависимости МКЭ от частоты циклического поля, даже для материалов с фазовыми переходами второго рода [30–33]. Если вблизи фазовых переходов первого рода зависимость ΔT от частоты магнитного поля можно объяснить процессами роста и зародышеобразования (кинетикой протекания фазового перехода), то для фазовых переходов второго рода не все так очевидно. Уменьшение амплитуды ΔT_{ad} с ростом частоты циклического магнитного поля не является артефактом, а является результатом взаимодействия между несколькими зависящими от температуры магнитными и тепловыми свойствами и требует дальнейшего изучения. Скорее всего степень уменьшения амплитуды эффекта также будет зависеть от частоты и интенсивности магнитного поля.

4. Заключение

Результаты проведенных исследований теплофизических и магнитокалорических свойств сплава $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ можно подытожить следующим образом. Обнаруженные на зависимости $C_P(T)$ различия в значениях скачка теплоемкости ΔC_P в режиме нагрева и охлаждения $\Delta C_{P \text{ heat}} > \Delta C_{P \text{ cool}}$ связаны с влиянием скрытой теплоты фазового перехода. В области исследованных температур $T = 80\text{--}350$ К температурный коэффициент теплопроводности имеет положительный знак ($d\kappa/dT > 0$), а электронная и фононная доли теплопроводности составляют $\approx 37\%$ и 63% соответственно. Вблизи температуры МСФП обнаружен резкий рост

теплопроводности $\Delta\kappa = \kappa(\text{ауст}) - \kappa(\text{март}) = 4.2 \text{ W/m K}$. Вклады электронов и фононов в наблюдаемый скачок составляют 63 и 37% соответственно и обусловлены как ростом подвижности электронов проводимости, так и увеличением длины свободного пробега фононов в результате перехода мартенсит–аустенит. Исследован термомагниторезистивный эффект $\frac{\Delta W}{W_0} = \frac{\kappa_H - \kappa_0}{\kappa_H}$. Показано, что величина эффекта достигает 13% в поле 4 Т.

Исследован магнитокалорический эффект в циклических магнитных полях амплитудой 1.8 Т. Показано, что величина обратного эффекта зависит от скорости нагрева/охлаждения температуры. С ростом частоты циклического магнитного поля 1.2 Т величина ΔT вблизи T_C примерно в два раза уменьшается при увеличении частоты циклического магнитного поля от 1 до 30 Hz. Данный факт требует более детального исследования и возможно связан с магнитными и микроструктурными неоднородностями, которые выступают в качестве дополнительного канала тепловой диссипации.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РНФ № 22-19-00610.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Krenke, M. Acet, E.F. Wassermann. Phys. Rev. B **72**, 014412 (2005).

- [2] K. Koyama, T. Igarashi, H. Okada, K. Watanabe, T. Kanomata, R. Kainuma, W. Ito, K. Oikawa, K. Ishida. *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 994 (2007).
- [3] T. Krenke, E. Duman, M. Acet, E.F. Wassermann, X. Moya, L. Manosa, A. Planes. *Nature Mater.* **4**, 450 (2005).
- [4] S. Aksoy, M. Acet. *Phys. Rev. B* **79**, 212401 (2009).
- [5] A. Banerjee, P. Chaddah, S. Dash, K. Kumar, A. Lakhani. *Phys. Rev. B* **84**, 214420 (2011).
- [6] A.G. Gamzatov, A.M. Aliev, A. Ghotbi Varzaneh, P. Kameli, I. Abdolhosseini Sarsari, S.C. Yu. *Appl. Phys. Lett.* **113**, 172406 (2018).
- [7] S. Pramanick, S. Chatterjee, S. Giri, S. Majumdar. *Appl. Phys. Lett.* **105**, 112407 (2014).
- [8] V.V. Sokolovskiy, V.D. Buchelnikov, M.A. Zagrebin, P. Entel, S. Sahoo, M. Ogura. *Phys. Rev. B* **86**, 134418 (2012).
- [9] X. Wang, J.-X. Shang, F.-H. Wang, C.-B. Jiang, H.-B. Xu. *J. Magn. Magn. Mater.* **355**, 173 (2014).
- [10] S.M. Podgornykh, E.G. Gerasimov, N.V. Mushnikov, T. Kanomata. *J. Phys.: Conf. Ser.* **266**, 012004 (2011).
- [11] A. Ghotbi Varzaneh, P. Kameli, I.A. Sarsari, M.G. Zavareh, C.S. Mejia, T. Amiri, Y. Skourski, J.L. Luo, T.H. Etsell, V.A. Chernenko. *Phys. Rev. B* **101**, 134403 (2020).
- [12] A. Ghotbi Varzaneh, P. Kameli, V.R. Zahedi, F. Karimzadeh, H. Salamati. *Met. Mater. Int.* **21**, 758 (2015).
- [13] A. Ghotbi Varzaneh, P. Kameli, T. Amiri, K.K. Ramachandran, A. Mar, I. Abdolhosseini Sarsari, J.L. Luo, T.H. Etsell, H. Salamati. *J. Alloys Comp.* **708**, 34 (2017).
- [14] Ю.В. Калетина, Е.Г. Герасимов, В.А. Казанцев, А.Ю. Калетина. *ФТТ* **59**, 1978 (2017).
- [15] H. Hedayati, P. Kameli, A. Ghotbi Varzaneh, S. Jannati, H. Salamati. *Intermetallics* **82**, 14 (2017).
- [16] Q. Zheng, G. Zhu, Z. Diao, D. Banerjee, D.G. Cahill. *Adv. Eng. Mater.* 1801342 (2019).
- [17] B. Zhang, X.X. Zhang, S.Y. Yu, J.L. Chen, Z.X. Cao, G.H. Wu. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 012510 (2007).
- [18] Y.K. Kuo, K.M. Sivakumar, H.C. Chen, J.H. Su, C.S. Sue. *Phys. Rev. B* **72**, 054116 (2005).
- [19] A.B. Batdalov, A.M. Aliev, L.N. Khanov, V.D. Buchelnikov, V.V. Sokolovskii, V.V. Koledov, V.G. Shavrov, A.V. Mashirov, E.T. Dil'mieva. *JETP* **122**, 874 (2016).
- [20] L.S.S. Chandra, M.K. Chattopadhyay, V.K. Sharma, S.B. Roy, S.K. Pandey. *Phys. Rev. B* **81**, 195105 (2010).
- [21] A. Rudajevova. *Int. J. Therm. Sci.* **47**, 1243 (2008).
- [22] A.G. Gamzatov, A.B. Batdalov, A.M. Aliev, Sh.K. Khizriev, V.V. Khovaylo, A. Ghotbi Varzaneh, P. Kameli, I. Abdolhosseini Sarsari, S. Jannati. *Intermetallics* **143**, 107491 (2022).
- [23] J. Kaštil, J. Kamarád, M. Mišek, J. Hejtmánek, Z. Arnold. *J. Magn. Magn. Mater.* **466**, 260 (2018).
- [24] J.L. Cohn, J.J. Neumeier, C.P. Popoviciu, K.J. McClellan, Th. Leventouri. *Phys. Rev. B* **56**, R8495 (1997).
- [25] Р. Берман. Теплопроводность твердых тел. Мир, М. (1979). 296 с.
- [26] H. Rached, D. Rached, S. Benalia, A.H. Reshak, M. Rabah, R. Khenata, S. Bin Omran. *Mater. Chem. Phys.* **143**, 93 (2013).
- [27] R.I. Barabash, O.M. Barabash, D. Popov, G. Shen, C. Park, W. Yang. *Acta Mater.* **87**, 344 (2015).
- [28] A.G. Gamzatov, A.M. Aliev, A.B. Batdalov, Sh.K. Khizriev, D.A. Kuzmin, A.P. Kamantsev, D.-H. Kim, N.H. Yen, N.H. Dan, S.-C. Yu. *J. Mater. Sci.* **56**, 15397 (2021).
- [29] A.G. Gamzatov, A.B. Batdalov, Sh.K. Khizriev, A.M. Aliev, L.N. Khanov, N.H. Yen, N.H. Dan, H. Zhou, S.-C. Yu, D.-H. Kim. *J. Alloys Comp.* **842**, 155783 (2020).
- [30] A.M. Aliev, A.G. Gamzatov. *J. Magn. Magn. Mater.* **553**, 169300 (2022).
- [31] J. Döntgen, J. Rudolph, T. Gottschall, O. Gutfleisch, D. Hägele. *Energy Technology* **6**, 1470 (2018).
- [32] A.G. Gamzatov, A.M. Aliev, P.D.H. Yen, L.N. Khanov, K.X. Hau, T.D. Thanh, N.T. Dung, S.-C. Yu. *J. Appl. Phys.* **124**, 183902 (2018).
- [33] M. Zentková, M. Kovalik, M. Mihalik jr., K. Csach, A.G. Gamzatov, A.M. Aliev, S. I'kovič, M. Fitta, M. Perovic. *J. Magn. Magn. Mater.* **549**, 169002 (2022).

Редактор Т.Н. Василевская