

На правах рукописи

Хизриев Шахбан Камалович

**Исследование магнитокалорических, магнитотранспортных и
теплофизических свойств объемных Ni-Mn-Ga-Sn и ленточных
Ni-Mn-Al-Sn образцов сплавов Гейслера**

Специальность 1.3.8.

Физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Махачкала – 2024

Работа выполнена в Институте физики им. Х.И. Амирханова – обособленного подразделения Федерального государственного бюджетного учреждения науки Дагестанского федерального исследовательского центра Российской академии наук

Научный руководитель: **Гамзатов Адлер Гудретдинович**, кандидат физ. – мат. наук, ведущий научный сотрудник ФГБУН ДФИЦ РАН, г. Махачкала

Официальные оппоненты: **Свалов Андрей Владимирович**, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина».

Маширов Алексей Викторович, кандидат физ. – мат. наук, старший научный сотрудник, ФГБУН «Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН», г. Москва.

Ведущая организация: ФГБУН Институт проблем сверхпластичности металлов Российской академии наук, г.Уфа.

Защита состоится **20 декабря 2024** г. в 16⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета 24.2.431.01 при ФГБОУ ВО «Челябинский государственный университет» Министерства образования и науки РФ по адресу: 454001, г. Челябинск, ул. Братьев Кашириных, 129, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Челябинского государственного университета и на сайте <https://www.csu.ru>.

Автореферат разослан «___» _____ 2024 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета 24.2.431.01,
кандидат физ.-мат. наук

Матюнина М.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Получение и исследование физических свойств новых типов функциональных материалов является одной из важнейших задач, стоящих перед физическим материаловедением. Именно создание новых материалов с новыми свойствами, на основе которых создаются современные инновационные технологии является основой для дальнейшего технологического развития общества. В свете вышесказанного становится понятным интерес исследователей к изучению такого класса соединений, как сплавы Гейслера Ni-Mn-Z ($Z=In, Ga, Sn, Cu$ и т.д.) на основе которых могут быть созданы современные инновационные технологии охлаждения [1]. Этот интерес прежде всего обусловлен тем, что в них наблюдаются гигантские значения магнитокалорического эффекта (МКЭ) и интересное сочетание магнитных, структурных, модуляционных фазовых переходов, которыми можно управлять внешним воздействием (поле, температура, давление) [2-4].

Зачастую объяснить экспериментальные данные по МКЭ, особенно поведение адиабатического изменения температуры (ΔT) в переменных магнитных полях, в рамках существующих представлений не представляется возможным и необходимо более подробное изучение фазовых переходов с детальным анализом механизмов электро- и теплопереноса вблизи магнитных и магнитоструктурных фазовых переходов. В настоящей работе фазовые переходы будут исследованы с помощью измерения теплоемкости, намагниченности, теплопроводности, электросопротивления, термодиффузии и теплового расширения в зависимости от температуры и магнитного поля в объемных $Ni_{50}Mn_{28}Ga_{22-x}(Cu, Zn)_x$ ($x = 0; 1.5$), $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{13}$ и ленточных $Ni_{50}Mn_{37-x}Al_xSn_{13}$ ($x=2, 4$) образцах сплавов Гейслера. К примеру, для увеличения эффективности работы холодильной машины, работающей на основе МКЭ логично использовать материалы с «уменьшенными» размерами, т. е. пленки, ленты и микропровода, поскольку они обладают высоким отношением площади поверхности к объему, т.е. геометрией, благоприятной для передачи тепла. Кроме того, ленточные материалы более технологичны, т.е. из них можно изготавливать изделия любой конфигурации.

Измерение теплопроводности – это единственный и надежный способ определения действующих механизмов рассеяния тепла, а эта фундаментальная задача физики конденсированного состояния. В то же время, коэффициент теплопроводности – это технический параметр, без знания которого нельзя приступить к созданию ни одного технического устройства, так как он входит в уравнение теплового баланса. Поэтому исследование теплопроводности функциональных материалов является актуальной

задачей не только с точки зрения фундаментальной физики, но и практических приложений, и, конечно, этому вопросу в работе будет уделено достаточное внимание. Особого внимания заслуживает изучение влияния магнитного поля на теплопроводность исследуемых объектов. Принято считать, что поле не оказывает влияния на фононную составляющую теплопроводности, меняя только электронную компоненту. Но это не совсем верно, так как фононная компонента тоже зависит от магнитного поля, но не прямо, а косвенно: в сплавах Гейслера поле вызывает изменение не только основного магнитного состояния, но и структурные переходы, что должно привести к изменениям как фононной, так и электронной теплопроводностей. По данным теплопроводности, можно сделать и определенные выводы о природе фазовых переходов. Несмотря на вышеназванные возможности, работ, посвященных исследованию теплопроводности сплавов Ni–Mn–X (X=In, Sn, Ga) совсем немного.

Таким образом, исследование массивных и ленточных образцов сплавов Гейслера на магнитных, магнитокалорических и тепловых свойства при отсутствии и наличия магнитного поля, а также природы фазовых превращений, представляют фундаментальный и прикладной интерес, связанный с перспективой использования данных составов в технологии магнитного охлаждения и обуславливает актуальность данной диссертационной работы.

В связи с этим **цель** работы заключается в комплексном исследовании природы магнитных и магнитоструктурных фазовых переходов (посредством исследования намагниченности, теплоемкости, магнитострикции, теплопроводности, электропроводности и магнитокалорического эффекта) в объемных $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22-x}(\text{Cu}, \text{Zn})_x$ ($x = 0; 1.5$), $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ и ленточных сплавах $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$ ($x=2, 4$) которые, с одной стороны, позволят оценить практическую перспективу исследуемых объектов, с другой – глубже понять природу взаимозависимости их магнитной, структурной и электронной подсистем.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Исследование теплоемкости соединений $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22-x}(\text{Cu}, \text{Zn})_x$ ($x = 0; 1.5$), $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ и $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$ ($x=2, 4$) в широкой области температур 80-400 К и в магнитных полях до 1.8 Тл.
2. Прямые измерения адиабатического изменения температуры в магнитных полях до 8 Тл в соединениях $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$, $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$ ($x=2, 4$).
3. Прямые измерения адиабатического изменения температуры в соединении $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в переменных магнитных полях 1.8 Тл с частотой 0.2 Гц и 1.2 Тл с

частотой до 30 Гц: исследование влияния частоты циклического магнитного поля на величину и стабильность магнитокалорических свойств.

4. Исследование природы магнитных и магнитоструктурных фазовых переходов путем измерения электросопротивления, температурапроводности и теплопроводности сплава $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22-x}(\text{Cu}, \text{Zn})_x$ ($x = 0; 1.5$): изучение особенностей механизмов рассеяния электронов и фононов вблизи температуры фазовых переходов и влияния на них магнитного поля.

Основные положения и результаты, выносимые на защиту

1. Результаты исследования частичного замещения атомов Ga атомами Zn и Cu на фазовые переходы в системе $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22-x}(\text{Cu}, \text{Zn})_x$. Такое замещение приводит к сближению T_C и T_S , вплоть до их совмещения, при этом наблюдается магнитоструктурный фазовый переход.
2. Результаты оценки вкладов электронов и фононов в теплопроводность исследованных сплавов. Наблюдаемый аномальный рост теплопроводности при фазовом переходе мартенсит-аустенит и его интерпретация. В случае объемных образцов в резком росте теплопроводности при переходе участвуют как электронная, так и фононная подсистемы. В ленточных образцах аномалия связана только с изменениями в фононной теплопроводности.
3. Результаты прямых измерений адиабатического изменения температур в объемных $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ и ленточных $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$ образцах сплавов Гейслера как классическим методом экстракции в магнитных полях до 8 Тл, так и методом модуляции магнитного поля в циклических полях 1.8 Тл с $f=0.2$ Гц: величина ΔT_{ad} при экстракционном методе измерения больше величины, полученным в циклических полях, из-за эффекта первого включения магнитного поля. Полевые зависимости ΔT_{ad} вблизи магнитоструктурного фазового перехода определяются необратимым характером индуцированного магнитным полем магнитоструктурного фазового перехода и существенно зависят от температуры.
4. Зависимость величины обратного магнитокалорического эффекта ΔT_{ad} в объемных $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ и ленточных $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$ образцах сплавов Гейслера в циклических магнитных полях 1.8 Тл от скорости температурной развертки: с ростом скорости (температурной развертки образца) величина обратного МКЭ растет, и связано с уменьшением количества циклов включения магнитного поля, что приближает поведение МКЭ в циклических полях к эффекту первого включения поля.

5. Наблюдаемое в сплаве $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в циклическом поле 1.2 Тл кратное (в 2 раза) уменьшение амплитуды эффекта вблизи T_C при увеличении частоты изменения магнитного поля от 1 до 30 Гц. Вблизи МСФП из-за его необратимости обратный МКЭ в циклическом магнитном поле полностью исчезает.

Научная новизна

Научная новизна заключается в проведении комплексных экспериментальных исследований магнитных, магнитокалорических, магнитотранспортных и теплофизических свойств ленточных $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$ ($x=2, 4$) и объемных образцов сплавов Гейслера $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22-x}(\text{Cu}, \text{Zn})_x$ ($x = 0; 1.5$) и $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ с детальным анализом механизмов электро- и теплопереноса и прямых измерений адиабатического изменения температуры как классическим методом экстракции в магнитных полях до 8 Тл, так и методом модуляции магнитного поля в циклических полях 1.8 Тл с $f=0.2$ Гц и 1.2 Тл с частотой 1-30 Гц.

Научная и практическая значимость работы

Полученные при исследовании теплофизических и магнитотранспортных свойств адиабатического изменения температуры в зависимости от температуры и частоты изменения магнитного поля, в соединениях $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$, $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$ ($x=2, 4$) важны с точки зрения понимания природы магнитных фазовых переходов в этих соединениях и влияния на эти переходы скорости температурного сканирования. Измерение теплопроводности – это единственный и надежный способ определения действующих механизмов рассеяния тепла, а коэффициент теплопроводности – это технический параметр, без знания которого нельзя приступить к созданию ни одного технического устройства, так как он входит в уравнение теплового баланса. Поэтому исследование теплопроводности функциональных сплавов $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$, $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$ ($x=2, 4$) актуальной задачей не только с точки зрения фундаментальной физики, но и практических приложений.

Результаты исследования адиабатического изменения температуры прямым методом и результаты исследования стабильности величины МКЭ в соединениях $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$, $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$ ($x=2, 4$) в переменных магнитных полях позволяют оценить перспективу использования данных соединений в качестве рабочего тела твердотельных магнитных холодильных машин и определить область рабочих частот этих машин. Результаты прямых измерений адиабатического изменения температуры в ленточных образцах на сегодняшний день выполняются единичными группами в мире. Поэтому данные результаты имеют высокую практическую важность для технологии магнитного охлаждения.

Степень достоверности результатов подтверждается воспроизводимостью в пределах погрешности при многократных измерениях, а также качественной корреляцией результатов прямых измерений с результатами, полученными другими методами, надежностью примененных методов исследования и обработки данных.

Апробация работы

Основные результаты работы были представлены в виде устных и стендовых докладов лично автором в рамках международных и всероссийских научных конференций:

- Международная конференция «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах» (Махачкала, Россия, 2019, 2023);
- Всероссийская школа–семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества – СПФКС (Екатеринбург, 2019, 2021);
- Дни калорики в Дагестане. Мультикалорические материалы и их приложения (Гуниб, Дагестан, Россия, 2020), (Королев, Россия, 2022), (Дербент, Дагестан, Россия, 2023);

Результаты работы обсуждались на научных семинарах лаборатории физики низких температур и магнетизма и общеинститутских семинарах Института физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН.

Исследования, приведенные в настоящей работе, проводились при поддержке грантов: Российского научного фонда – № 18-12-00415 и № 22-19-00610 и Российского фонда фундаментальных исследований – № 20-38-90230 и № 19-08-00782.

Личный вклад автора.

Автор лично проводил подготовку образцов для измерений. Экспериментальные исследования тепловых и магнитокалорических свойств были проведены автором лично или совместно с коллегами при определяющем участии автора. Также автором собрана ячейка для исследований теплоемкости в интервале температур 70-360 К.

Формулировка цели и постановка задач проводилась соискателем совместно с научным руководителем. Интерпретация полученных результатов проводилось совместно с научным руководителем и главным научным сотрудником А.Б. Батдаловым. Большинство опубликованных работ написано совместно с соавторами А.М. Алиевым, А.Г. Гамзатовым и А.Б. Батдаловым.

Публикации. Основные результаты по теме диссертационной работы опубликованы в 12 печатных изданиях, в том числе: 7 – в журналах, индексируемых Web of Science и Scopus

[A1-A7], 1 – свидетельство о государственной регистрации программы ЭВМ [A8], 4 – публикаций в сборниках трудов конференций [A9-A12].

Основное содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность выбранной темы диссертационного исследования, сформулированы цели и задачи исследования, представлена научная новизна и практическая значимость результатов, а также основные положения, выносимые на защиту, раскрыта структура и объем диссертации.

В **первой главе** представлен обзор экспериментальных и теоретических исследований современной научной литературы, посвященный исследованиям магнитных, структурных и магнитокалорических свойств сплавов Гейслера Ni-Mn-X (Ga, Al, In, Sn, Sb). Проанализированы работы по изучению структуры соединений, приведены данные о термодинамических основах магнитокалорического эффекта, о косвенных оценках и прямых измерениях в слабых и в сильных магнитных полях.

Вторая глава посвящена описанию методов исследования. Измерения теплоёмкости проводились методом ас-калориметрии [5]. Прямые измерения адиабатического изменения температуры ($\Delta T_{ад}$) в переменных магнитных полях проводились с помощью разработанной в лаборатории оригинальной методики [6].

Третья глава посвящена объектам исследования, результатам измерения магнитных и тепловых свойств в магнитных полях до 8 Тл, для массивных образцов сплавов Гейслера $Ni_{50}Mn_{28}Ga_{22-x}(Cu, Zn)_x$ ($x = 0; 1.5$), $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{13}$ и ленточных образцов $Ni_{50}Mn_{37-x}Al_xSn_{13}$ ($x=2, 4$). Массивные образцы были приготовлены путем механического сплавления порошков Ni, Mn, Cu и Zn высокой чистоты (>99,5) и кусочков Ga. Ленточные образцы были получены методом быстрой закалки из расплава. Ширина ленты ≈ 3 мм, толщина ≈ 30 μm . Рентгеноструктурный анализ показал, что образцы являются однофазными, а аустенит имеет кубическую структуру типа L2₁. Тонкости технологии получения и некоторые физические свойства лент $Ni_{50}Mn_{37-x}Al_xSn_{13}$, исследуемых в настоящей работе приведены в работе [7].

Температурные зависимости намагниченности для системы $Ni_{50}Mn_{28}Ga_{22-x}(Cu, Zn)_x$ ($x=0; 1.5$) в поле 100 Э приведены на рисунке 1(а). Как видно из рисунка 1(а), при понижении T исходный образец переходит в магнитоупорядоченную фазу при $T_C=386K$, а замещенные композиции – при $T_C=370K$. При дальнейшем понижении T наблюдаются аномалии, связанные со структурными превращениями аустенит-мартенсит, при этом основное магнитное состояние остается ферромагнитным, но с меньшей величиной

намагниченности. Анализ зависимостей $M(T)$ для разных композиций показывает, что небольшое замещение атомов Ga атомами Zn и Cu вызывает значительный рост температуры структурных превращений и уменьшение T_C . Незначительный рост намагниченности исходного образца $Ni_{50}Mn_{28}Ga_{22}$ при приближении к T_C снизу и резкий рост намагниченности для допированных образцов следует отнести либо к эффекту Гопкинсона [8,9], либо к сосуществованию двух кристаллических фаз [9].

Температурные зависимости теплоемкости сплавов Гейслера $Ni_{50}Mn_{28}Ga_{22-x}(Cu, Zn)_x$ ($x = 0; 1.5$) в режиме нагрева и охлаждения показаны на рисунке 1(б).

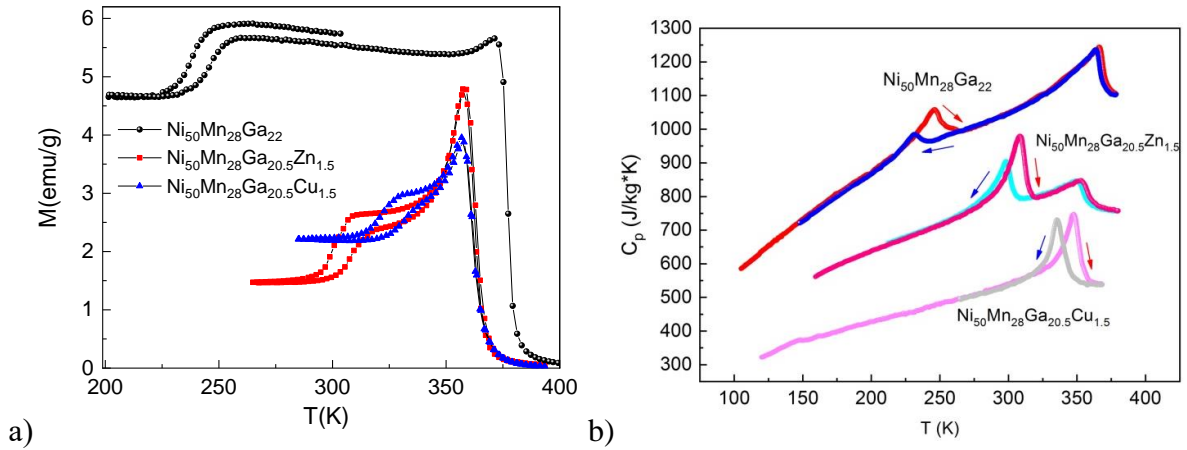


Рисунок 1 - Температурные зависимости намагниченности (а) и теплоемкости (б) для $Ni_{50}Mn_{28}Ga_{22-x}(Cu, Zn)_x$ ($x = 0; 1.5$). Для наглядности кривые $C_p(T)$ для исходного образца и образца с цинком смещены на 200 J/kg K друг относительно друга.

Как видно из рисунка 1(б) на зависимости $C_p(T)$ наблюдаются аномалии, связанные с магнитными и магнитоструктурными фазовыми переходами, которые коррелирует с данными по намагниченности. Замещение атомов Ga атомами Cu и Zn приводит к сближению T_C и T_S . Для исходного состава, фактически, мы видим совмещенный магнитоструктурный фазовый переход.

На рисунке 2 приведена температурная зависимость электросопротивления $\rho(T)$ для системы $Ni_{50}Mn_{28}Ga_{22-x}(Cu, Zn)_x$. В приближении времени релаксации выражение для $\rho(T)$ имеет следующий вид:

$$\rho(T) = m^*/e^2n \cdot \tau \quad (1)$$

где m^* – эффективная масса носителей тока, n – их концентрация, τ – время релаксации. Как видно из рисунка, электросопротивление линейно возрастает с ростом температуры с аномалиями вблизи структурных и магнитных превращений. Из выражения (1) следует, что температурный ход электросопротивления определяется концентрацией носителей тока и их подвижностью при не зависящей от T эффективной массе.

Металлический ход $\rho(T)$ означает, что доминирующим является рассеяние электронов на возбуждениях кристаллической решетки ($\tau_{e-ph}^{-1} \sim T$), а аномалии в виде резкого падения величины сопротивления при переходе мартенсит-аустенит обусловлены уменьшением скорости рассеяния электронов на дефектах τ_{e-d}^{-1} , которые уменьшаются или исчезают при переходе образца в высокосимметричную кубическую структуру. Рост величины сопротивления для замещенных образцов связан с усилением скорости рассеяния электронов на беспорядке и искажениях, вызванных несоответствием размеров замещённых и замещаемых атомов сплавов ($\gamma_{Ga}=1.22\text{\AA}$, $\gamma_{Zn}=1.33\text{\AA}$, $\gamma_{Cu}=1.28\text{\AA}$ - такая разница в ионных радиусах должно привести к возникновению напряжений и значительных деформаций и, как следствие, и росту электросопротивления).

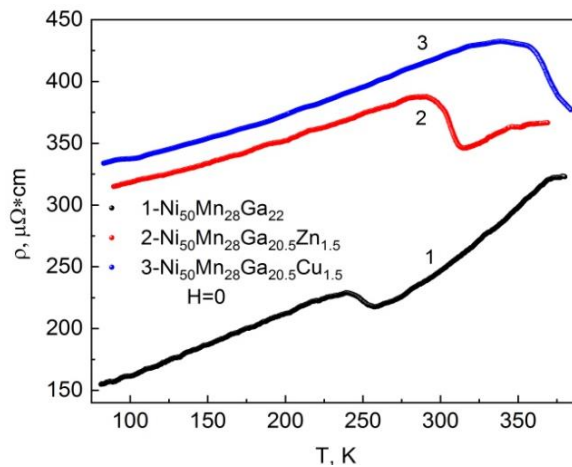


Рисунок 2 - Температурная зависимость электросопротивления для системы $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22-x}(\text{Cu}, \text{Zn})_x$.

Температурные зависимости общей (экспериментально измеренной), фоновой и электронной составляющей теплопроводности для исходного образца $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22}$ приведены на рисунке 3. Электронный вклад в теплопроводность определялся из данных электросопротивления $\rho(T)$ используя соотношение Видемана-Франца $k_e = L_0 \cdot \frac{T}{\rho}$, предполагая, что число Лоренца $L = L_0 = 2.44 \cdot 10^{-8} \text{ W}^2/\text{K}^2$. Фоновая составляющая определялась как разность между измеренной κ_{tot} и электронной κ_e компонентами.

Следует обратить внимание на следующие особенности в поведении $\kappa_{\text{tot}}(T)$. Во-первых, линейный рост теплопроводности в широкой области температур $T=100-400$ К, что не характерно для кристаллических твердых тел. Во-вторых, резкий рост $\kappa_{\text{tot}}(T)$ в области фазового перехода мартенсит-аустенит. И, наконец, наблюдаемый небольшой минимум при T_C . Анализ кривых показывает, что доминирующий вклад в теплоперенос в данном сплаве вносят фононы, электронная доля составляет в максимуме 20%.

Наблюдаемый скачок теплопроводности $\Delta\kappa_{tot}(T) = \kappa_{tot}(\text{ауст}) - \kappa_{tot}(\text{март})$, при фазовом переходе равен $\approx 3.0 \text{ W/m K}$, в то время как скачок электронной теплопроводности $\Delta\kappa_e = \kappa_e(\text{ауст}) - \kappa_e(\text{март}) \approx 0.5 \text{ W/m K}$, т.е. вклад $\Delta\kappa_e$ в скачок составляет $\approx 17\%$. Таким образом, резкий рост теплопроводности при переходе мартенсит-аустенит обязан своим происхождением, в основном, изменениям в механизме рассеяния фононов.

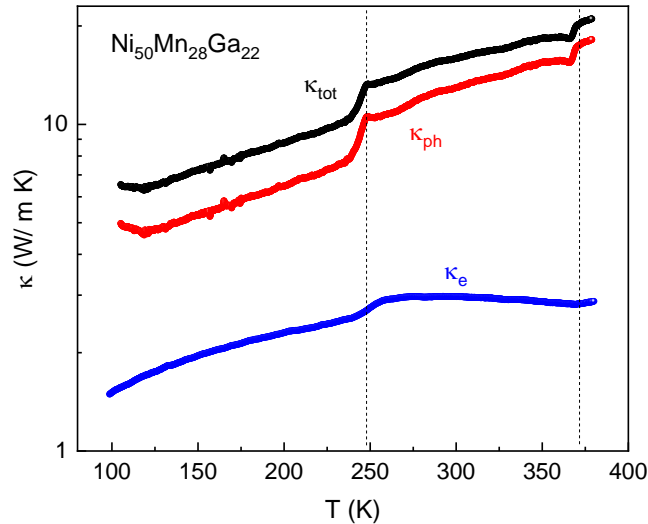


Рисунок 3 - Общая κ_{tot} , фононная κ_{ph} и электронная κ_e составляющая теплопроводности для образца $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22}$.

На рисунке 4(а) приведена температурная зависимость намагниченности образца $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в режиме нагрева и охлаждения. При понижении температуры в аустенитной фазе образец переходит в ферромагнитное состояние при $T_c=313\text{K}$. При дальнейшем понижении температуры происходит магнитоструктурный фазовый переход с $M_S=212\text{K}$, $M_f=190\text{K}$. Характерные температуры для обратного перехода $A_S=206\text{K}$, $A_f=232\text{K}$. При МСФП образец не переходит в состояние с нулевой намагниченностью, а остается слабомагнитным по отношению к аустенитной фазе. Магнитное состояние мартенсита можно характеризовать как слабомагнитное с сильными антиферромагнитными корреляциями. На рисунке 4(б), приведена температурная зависимость электросопротивления $\rho(T)$ для сплава $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в различных магнитных полях в режиме нагрева и охлаждения. На кривых видны широкие температурные гистерезисы, как следствие изменения структуры и резкое изменение сопротивления, свидетельствующие о переходе образца из одной структурной фазы в другую. В мартенситной фазе электросопротивление не зависит от T , что говорит о доминировании остаточного сопротивления, которое обычно обусловлено рассеянием электронов на примесях и статических дефектах. При переходе в высокосимметричную кубическую

структуру аустенита сопротивление резко падает от $165 \mu\text{Ом}\cdot\text{см}$ до $105 \mu\text{Ом}\cdot\text{см}$. При дальнейшем увеличении температуры сопротивление плавно растет, что ассоциируется с усилением роли фононов в рассеянии электронов.

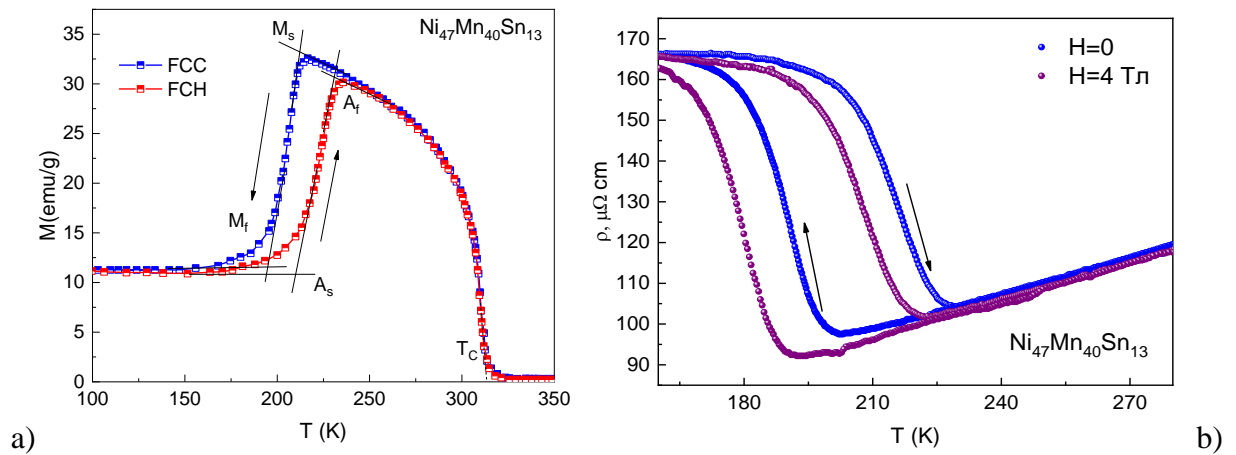


Рисунок 4 – а) Температурная зависимость намагниченности б) Температурная зависимость электросопротивления $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в полях $H=0, 4 \text{ Тл}$ в режимах нагрева и охлаждения.

Как было сказано выше существуют две причины, которые могут привести к скачкообразному возрастанию сопротивления при переходе в мартенситную фазу. Во-первых, это резкое уменьшение концентрации носителей тока, и во-вторых, столь же резкое возрастание скорости рассеяния электронов. В общем случае оба этих механизма могут действовать одновременно.

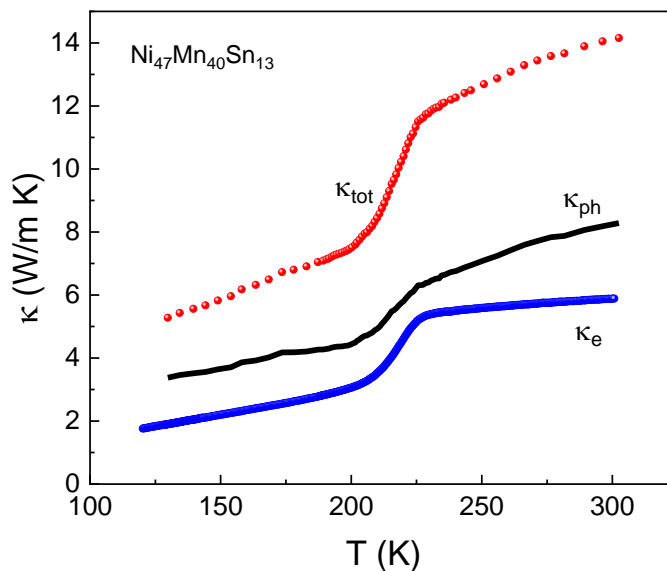


Рисунок 5 - Температурная зависимость общей, фононной и электронной составляющих теплопроводности.

На рисунке 5, приведена температурная зависимость общей, фононной и электронной составляющих теплопроводности для $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$, κ_{ph} находилась как разность между измеренной величиной κ_{tot} и электронной κ_e , вычисленной из соотношения Видемана-Франца. Вклад электронов в общую теплопроводность составляет 37% (при $T=150\text{K}$, мартенсит). 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} .

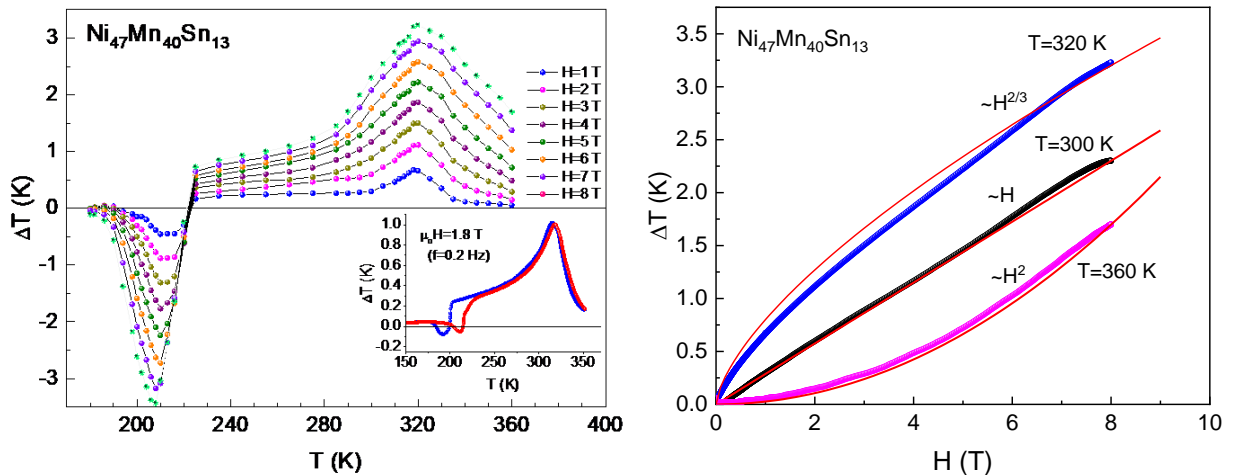


Рисунок 6 (а) - Температурная зависимость МКЭ вблизи T_c и в окрестности МСФП в различных магнитных полях. На вставке температурные зависимости МКЭ в режиме нагрева и охлаждения в циклическом магнитном поле 1.8 Тл ($f=0.2$ Гц). (б) - Полевые зависимости МКЭ в окрестности T_c в режиме роста поля. Красные линии -сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теории.

На рисунке 6(а) приведены результаты прямых измерений адиабатического изменения температур (ΔT_{ad}) для сплава $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в интервале температур 180-360 К в магнитных полях до 8 Тл. Как видим, наблюдается картина, характерная для сплавов Гейслера с магнитоструктурными фазовыми переходами: прямой эффект ($\Delta T > 0$) вблизи T_c и обратный ($\Delta T < 0$) в окрестности температуры магнитоструктурного фазового перехода T_s . Пиковые значения ΔT_{ad} в области магнитного перехода наблюдаются при $T=320$ К и эта температура не зависит от напряженности приложенного поля. В то же

время температура максимума вблизи T_S смещаются в сторону низких температур с ростом поля, что соответствует природе МСФП. Максимальные значения ΔT_{ad} в поле 8 Тл вблизи T_C и T_S примерно равны между собой $\Delta T_{ad}=3.25$ К при T_C и $\Delta T_{ad}= -3.5$ К вблизи T_S .

Рассмотрим поведение $\Delta T_{ad}(H)$ в окрестности магнитного фазового перехода 2-го рода (рисунок 6(б)). В рамках теории среднего поля [10] зависимость магнитной энтропии от поля, $\Delta S_m(H)$ вблизи T_C описывается выражением вида $\Delta S_m(H)=\alpha \cdot H^{2/3}$ (α - не зависящий от H и T коэффициент). При высоких $T \gg T_C$ и низких $T \ll T_C$ температурах, где зависимость теплоемкости от магнитного поля можно пренебречь, ход $\Delta S_m(H)$ повторяет ход $\Delta T_{ad}(H)$. Как видим из рисунка 6(б), при $T=360$ К $> T_C$ зависимость $\Delta T_{ad}(H)$ хорошо описывается законом $\Delta T_{ad} \sim H^2$, а при $T=300$ К $< T_C$ зависимость $\Delta T_{ad}(H)$ носит линейный характер. Таким образом для температур выше и ниже T_C предсказанный теорией ход $\Delta S_m(H)$ достаточно хорошо выполняется.

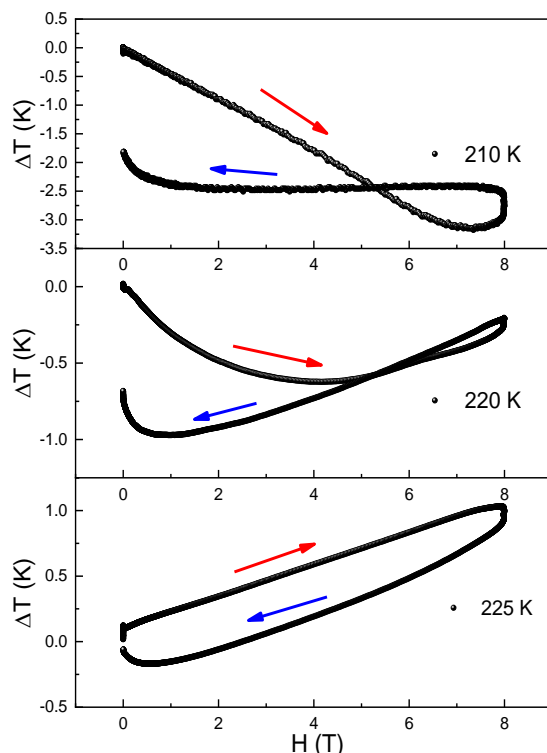


Рисунок 7 - Полевые зависимости МКЭ в окрестности МСФП в режимах нагрева и охлаждения. Показана динамика изменения ΔT_{ad} по мере изменения соотношения сосуществующих фаз.

Результаты полевых зависимостей $\Delta T_{ad}(H)$ при различных температурах вблизи температуры МСФП приведены на рисунке 7. $T=210$ К, при этих температурах мартенситная фаза является доминирующей и приложенное поле приводит к переходу части слабомагнитного мартенсита в аустенитную фазу и в тем большей степени чем

сильнее магнитное поле, что приводит к значительному обратному МКЭ. $T=220$ К, при данной температуре наблюдается несколько другая картина, связанная с тем, что существенная часть образца уже перешла в аустенитную ферромагнитную фазу. Обратный ход характеризуется аномальным ростом ΔT_{ad} при уменьшении поля, что также связано с природой МСФП. $T=225$ К. Наблюдается прямой МКЭ, который линейно растет с магнитным полем. Это значит, что за МКЭ ответственен ферромагнитный аустенит и для объяснения зависимости $\Delta T(H)$ можно привлечь теоретические рассуждения, приведенные выше (см. рис.6(б)). Гистерезис можно объяснить остатками мартенситной фазы в аустенитной матрице.

На рисунке 8 (a,b) приведены результаты прямых исследований МКЭ сплава $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{13}$ в циклических магнитных полях. Магнитокалорические свойства образца $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{13}$ в импульсных и стационарных магнитных полях был исследован в работах [11–14].

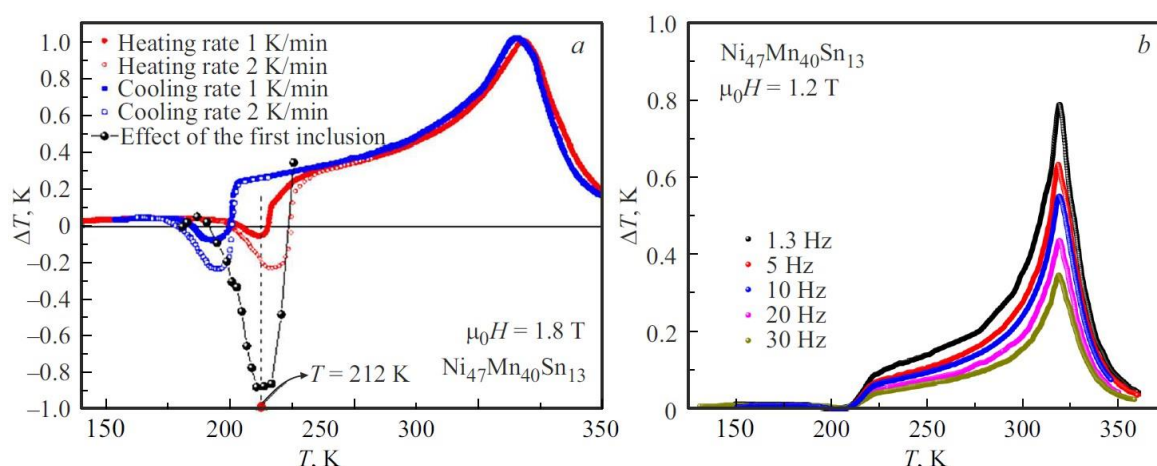


Рисунок 8 – а) температурная зависимость МКЭ в режиме нагрева и охлаждения в переменном магнитном поле 1.8 Т при $f = 0.2$ Гц. Там же для сравнения приведены данные прямых измерений МКЭ при разовом включении магнитного поля 1.8 Т (черные точки). б) частотная зависимость для $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{13}$ в циклическом поле 1.2 Т в интервале от 1–30 Гц.

На рисунке 8(а), приведена температурная зависимость МКЭ при различных скоростях нагрева/охлаждения образца $V = 1$ и 2 К/мин в циклических магнитных полях амплитудой 1.8 Т и частотой $f = 0.2$ Гц. Как видно из рисунка 8, 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 [11-14]. Максимальная величина обратного эффекта, полученная экстракционным методом (при разовом включении магнитного поля) в магнитном поле 1.8 Тл равна -0.9К (см. точки на рисунке 8(a)). 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 [11] 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 Тл мала для индуцирования обратимого МСФП.

Результаты изучения влияния циклической частоты на величину МКЭ в сплаве $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ приведены на рисунке 8(b). Как видим, из рисунка, с ростом частоты от 1.2 до 30 Гц в поле 1.2 Т величина ΔT_{ad} убывает с 0.78 К до 0.35 К т.е. более, чем в 2 раза. Вблизи МСФП из-за его необратимости обратный МКЭ в циклическом магнитном поле полностью исчезает.

Четвертая глава посвящена исследованию намагниченности, прямым измерениям адиабатического изменения температуры в магнитном поле 1.8 Тл, измерениям теплоемкости и теплопроводности быстрозакаленных ленточных образцов $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$ ($x=2, 4$) сплавов Гейслера.

Измерение намагниченности $M(T)$ в зависимости от температуры (рисунок 9) показывает, что образец с $x = 2$ испытывает как магнитный (при $T_C = 315\text{ К}$), так и магнитоструктурный фазовый переход (при $T_C = 175\text{ К}$); тогда как образец с $x = 4$ испытывает только магнитный фазовый переход, наблюдаемый при $T_C = 330\text{ К}$ в диапазоне температур 80-350 К. На рисунке 9(b) представлена зависимость $M(T)$ для образца с $x = 2$ в относительно слабых магнитных полях 50, 70, 100 и 200 Э. Значительное увеличение намагниченности, наблюдаемое вблизи температуры Кюри, следует приписать либо эффекту Хопкинсона, либо сосуществованию двух кристаллических фаз. Для

подобных образцов ранее сообщалось о сосуществовании двух фаз вблизи T_C в сплавах Гейслера.

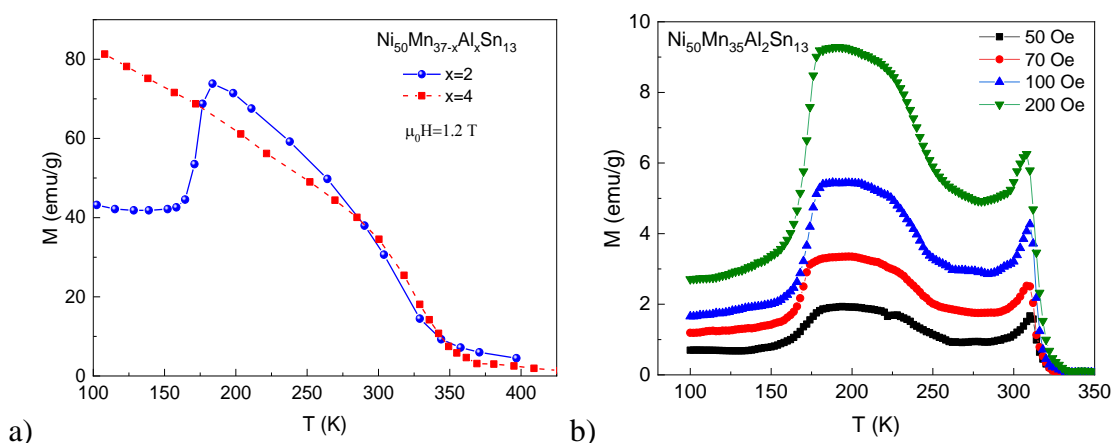


Рисунок 9 - а) Зависимость намагниченности от температуры для лент $Ni_{50}Mn_{37-x}Al_xSn_{13}$ ($x = 2$ и 4). б) Зависимость $M(T)$ в режиме нагрева для $Ni_{50}Mn_{35}Al_2Sn_{13}$ в относительно слабых полях ($H = 50, 70, 100$ и 200 Э).

Замещение части атомов Mn атомами Al в сплаве $Ni_{50}Mn_{37-x}Al_xSn_{13}$ снижает отношение (e/a) с $8,11$ ($x = 0$) до $8,03$ ($x = 2$) и вызывает снижение температуры перехода аустенит-мартенсит с 307 К ($x = 0$) до 172 К ($x = 2$). В то же время такое замещение усиливает обменные взаимодействия между атомами Mn и Ni и приводит к небольшому повышению T_C . Это наблюдается для системы $Ni_{50}Mn_{37-x}Al_xSn_{13}$ по данным как теплофизических, так и магнитных исследований [14].

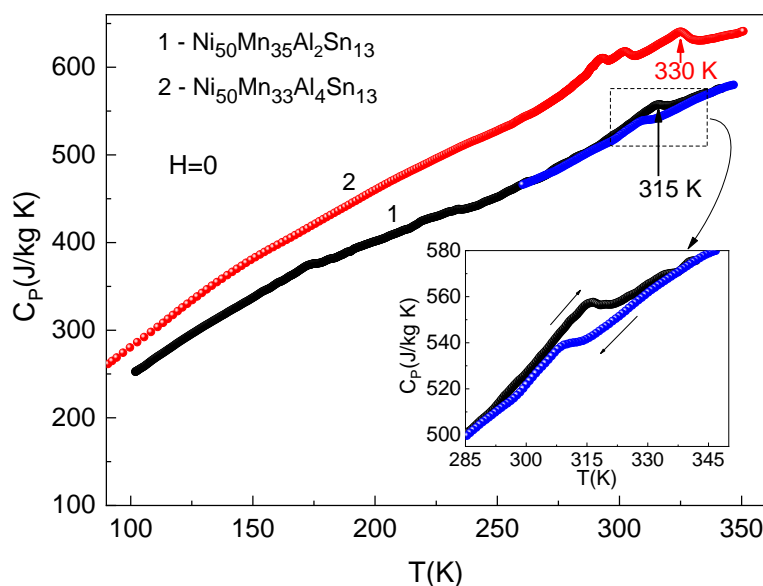


Рисунок 10 - Зависимость удельной теплоемкости от температуры для образцов с $x = 2$ и 4 . Для наглядности кривая 2 смещена вверх на 40 единиц. На вставке показан увеличенный гистерезис в режимах нагрева/охлаждения около T_C для случая $x = 2$.

На рисунке 10 представлены температурные зависимости теплоемкости для двух образцов с $x = 2$ и 4. Характерного для объемных образцов резкого скачка вблизи температур фазовых переходов не наблюдается, но видны небольшие «горбики» вблизи магнитоструктурного ($T_S = 175$ K) и магнитного ($T_C = 315$ K) переходов. Возможными причинами такого поведения $C_p(T)$ являются возможные структурные искажения и химическая неоднородность лент, приводящие к размытию фазовых переходов. Для образца с $x = 2$ вблизи T_C в режимах нагрева и охлаждения наблюдается широкий гистерезис (см. вставку рисунка 10), не характерный для фазовых переходов второго рода. Такое гистерезисное поведение вблизи T_C может быть обусловлено сосуществованием двух магнитных/кристаллических фаз ФМ+АФМ [15]. Ниже T_C на зависимости $C_p(T)$ для образца с $x = 4$ наблюдаются небольшие аномалии в виде двойных «горбов». Мы считаем, что эти аномалии не связаны с каким-либо фазовым переходом, а могут быть следствием микроструктурных неоднородностей образца.

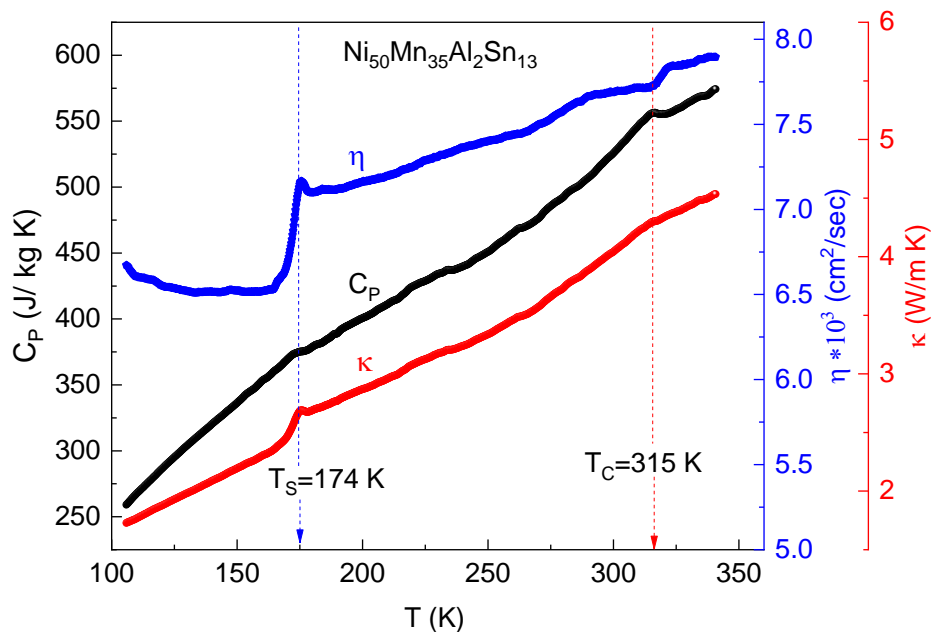


Рисунок 11 - Температурная зависимость удельной теплоемкости, температуропроводности и теплопроводности для образца с $x = 2$.

Данные по удельной теплоемкости $C_p(T)$ и температуропроводности $\eta(T)$ можно использовать для расчета теплопроводности, поскольку они связаны соотношением: $k = \frac{d}{M} C_p \eta$. Полученная таким образом зависимость $k(T)$ представлена на рисунке 11. Как видно, температурная зависимость теплопроводности хорошо коррелирует с поведением $C_p(T)$ и $\eta(T)$. Вблизи T_C наблюдается слабо выраженная аномалия в виде изменения наклона $k(T)$, связанная с изменением механизмов рассеяния носителей тепла. Вблизи

магнитоструктурного фазового перехода наблюдается небольшой скачок зависимости $\kappa(T)$.

Для оценки электронного вклада, как и выше для объемных образцов мы использовали соотношение Видемана-Франца. Оценочные результаты κ_e и $\kappa_{ph} \approx \kappa_{tot} - \kappa_e$ показаны на рисунок 12(a).

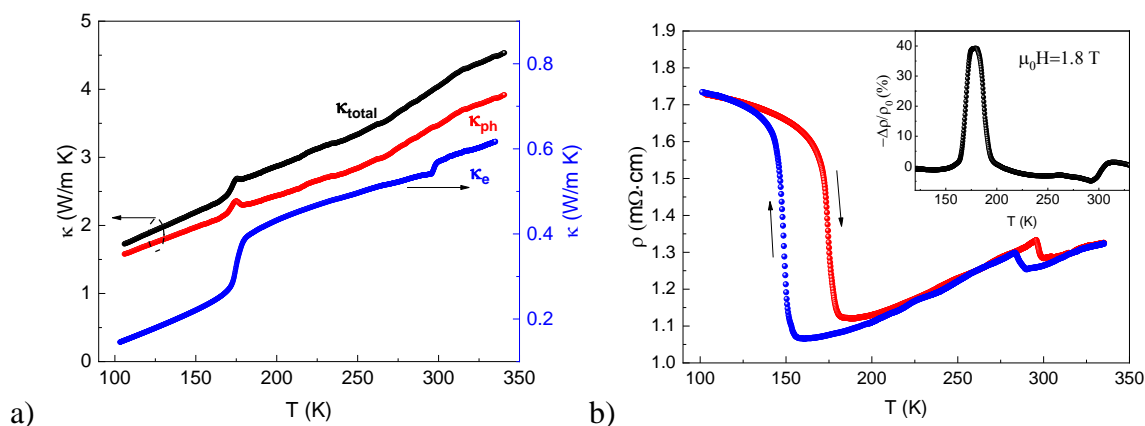


Рисунок 12 - а) Температурные зависимости полной теплопроводности, электронного и фононного вкладов для случая $x = 2$ ($H = 0$). б) Температурная зависимость удельного сопротивления для образца с $x = 2$ в режимах нагрева и охлаждения. На вставке показано магнитосопротивление в зависимости от температуры при 1.8 Тл.

Как видно из рисунка 12(a), $\kappa_{ph} \gg \kappa_e$, т. е. фононный вклад намного больше примерно в 10 раз, чем электронный вклад в теплопроводность. Как и ожидалось, поведение $\kappa_e(T)$ в области мартенситного превращения коррелирует с поведением $\rho(T)$: с ростом температуры κ_e резко увеличивается, а затем демонстрирует плавную температурную зависимость в диапазоне $T > 175$ К. С ростом температуры вблизи структурного перехода мартенсит–аустенит сопротивление резко уменьшается, что обычно связывают с переходом образца из низкосимметричной модулированной мартенситной фазы в высокосимметричный кубический аустенит. Приложение магнитного поля стабилизирует высокотемпературную аустенитную фазу и приводит к смещению кривой $\rho(T)$ в сторону низких температур, где наблюдается отрицательное магнитосопротивление, достигающее 40 % в поле 1,8 Тл (вставка на рисунке 12(б)).

Для сплава $Ni_{50}Mn_{35}Al_2Sn_{13}$ были проведены детальные исследования магнетокалорических свойств в циклическом магнитном поле 1.8 Тл с частотой 0.2 Гц. В частности, были проведены прямые измерения методом модуляции магнитного поля поведение ΔT_{ad} вблизи магнитного и МСФП. Результаты измерения МКЭ для

$\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$ в циклическом магнитном поле 1.8 Тл и частоте 0.2 Гц при различных режимах нагрева/охлаждения приведены на рис.13(a).

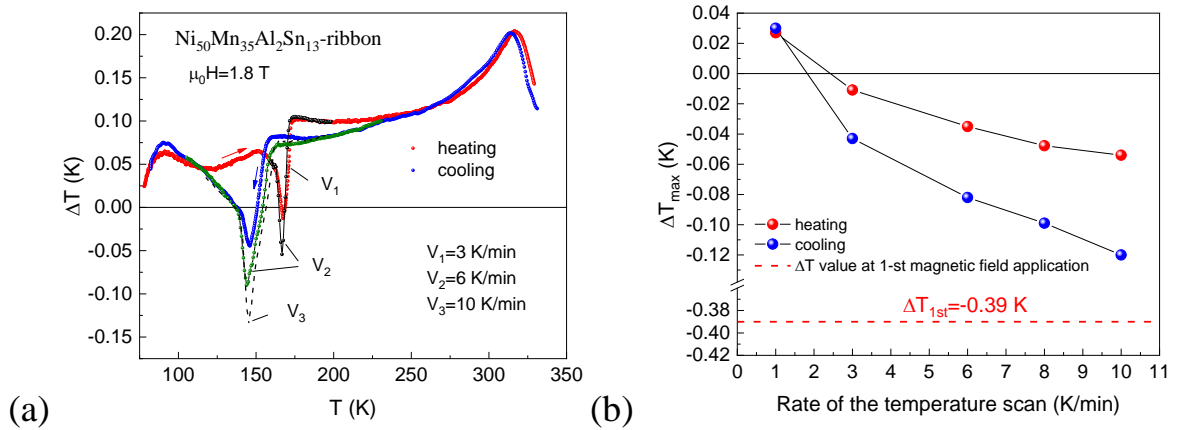


Рисунок 13 - а) Температурная зависимость МКЭ в магнитном поле 1,8 Тл частотой $f=0,2$ Гц при нагреве и охлаждении ($V_1 = 3$ К/мин, $V_2 = 6$ К/мин и $V_3 = 10$ К/мин), б) Зависимость максимального значения обратного МКЭ от скорости сканирования температуры в режимах нагрева/охлаждения

Из рисунка 13(a) видно, что величина прямого эффекта вблизи T_C в разных протоколах нагрева/охлаждения совпадает и равна $\sim 0,2$ К при $H = 1,8$ Тл. Отметим также, что имеется небольшой гистерезис в поведении $\Delta T_{ad}(T)$ вблизи T_C , что также может быть связано с кристаллической/фазовой неоднородностью. Вблизи температуры мартенситного перехода наблюдается обратный МКЭ, величина которого сильно зависит от скорости сканирования температуры. Более подробная зависимость величины максимального обратного эффекта (ΔT_{\max}) от скорости сканирования температуры в режимах нагрева и охлаждения представлена на рисунке 13(b). Как видно из рисунка 13(b), при скоростях сканирования $V \leq 1$ К/мин отрицательного эффекта не наблюдается. В этом случае мы будем наблюдать резкий излом зависимости $\Delta T(T)$ вблизи МСФП, но эффект останется положительным. При скоростях $V = 2$ К/мин при нагреве и охлаждении эффект становится отрицательным и увеличивается с увеличением скорости сканирования температуры. При скорости сканирования $V = 10$ К/мин в режиме нагрева $\Delta T_{\text{обр}}^{\text{нагр}} \approx -0.04$ К, а в режиме охлаждения $T_{\text{обр}}^{\text{охл}} \approx -0.12$ К. Напомним, что в использованной нами методике измерения МКЭ на образец, температура которого непрерывно меняется, воздействуют переменным магнитным полем и регистрируют осцилляции температуры, вызванные воздействием магнитного поля [16].

В **заклучении** представлены основные выводы работы, которые заключаются в следующем:

1. Показано, что в системе $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22-x}(\text{Cu}, \text{Zn})_x$ частичное замещение атомов Ga атомами Zn и Cu приводит к сближению T_C и T_S , вплоть до их совпадения. Фактически для состава $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{20.5}\text{Cu}_{1.5}$ мы видим совмещенный магнитоструктурный фазовый переход.
2. Анализ механизмов электро- и теплопереноса с оценкой электронной и фононной составляющих в общую теплопроводность в сплавах Гейслера показало, что а) в системе $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22-x}(\text{Cu}, \text{Zn})_x$ доминирующий вклад в теплоперенос вносят фононы, электронная вклад составляет в максимуме 20%. Наблюдаемый скачок теплопроводности при фазовом переходе мартенсит-аустенит обусловлен фононной составляющей; б) в сплаве $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ вклад электронов в общую теплопроводность составляет 37% (при $T=150$ К). А наблюдаемый скачкообразный рост κ_{tot} связан как с увеличением κ_e при переходе, так и с ростом κ_{ph} ; в) в ленточных образцах $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$ $\kappa_{\text{ph}} \gg \kappa_e$, т. е. фононный вклад является доминирующим.
3. По результатам прямых измерений адиабатического изменения температур в объемных $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ и ленточных $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$ образцах сплавов Гейслера как классическим методом экстракции в магнитных полях до 8 Тл, так и методом модуляции магнитного поля в циклических полях 1.8 Тл с $f=0.2$ Гц показано, что величина ΔT_{ad} при экстракционном методе измерения больше величины, полученным в циклических полях, из-за эффекта первого включения магнитного поля. Полевые зависимости ΔT_{ad} вблизи магнитоструктурного фазового перехода определяются необратимым характером индуцированного магнитным полем магнитоструктурного фазового перехода и существенно зависят от температуры.
4. Показано, что величина обратного магнитокалорического эффекта ΔT_{ad} в объемных $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ и ленточных $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$ образцах сплавов Гейслера в циклических магнитных полях 1.8 Тл зависит от скорости температурной развертки: с ростом скорости (температурной развертки образца) величина обратного МКЭ растет, и связано с уменьшением количества циклов включения магнитного поля, что приближает поведение МКЭ в циклических полях к эффекту первого включения поля.
5. Частотные зависимости магнитокалорического эффекта:
 - в сплаве $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в циклическом поле 1.2 Тл наблюдается уменьшение амплитуды эффекта вблизи T_C в 2 раза при увеличении частоты магнитного поля от 1 до 30 Гц.

Вблизи МСФП из-за его необратимости обратный МКЭ в циклическом магнитном поле полностью исчезает.

Публикации автора по теме диссертации

В изданиях, рекомендованных ВАК

- A1.** Тепловые, магнитные и магнитотранспортные свойства быстрозакаленного ленточного образца $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$ / Ш.К. Хизриев, А.Г. Гамзатов, А.Б. Батдалов, А.М. Алиев, Л.Н. Ханов, D.-H. Kim, S.-C. Yu, N.H. Yen, N.H. Dan // Физика твердого тела. – 2020. – Т. 62. – С.1132-1136.
- A2.** Теплоемкость, теплопроводность и магнитокалорический эффект в сплаве Гейслера $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ / Ш.К. Хизриев, А.Г. Гамзатов, А.Б. Батдалов, А.М. Мухучев, А.М. Алиев [и др.] // Физика твердого тела. – 2022. – Т. 64. – С.2094-2099.
- A3.** Прямой и обратный магнитокалорический эффект в ленточном образце сплава Гейслера $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$ / Ш. К. Хизриева, А. Г. Гамзатова, А. М. Алиева // Физика металлов и металловедение. – 2022. – Т. 123. - С.420–424.

В изданиях, входящих в международную базу цитирования Web of Science и Scopus.

- A4.** Phase transitions, thermal, electrical, and magnetocaloric properties of $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37-x}\text{Al}_x\text{Sn}_{13}$ ($x=2, 4$) ribbon samples / Sh.K. Khizriev, A.G Gamzatova, A.B. Batdalov, A.M. Aliev, L.N. Khanov [et al.] // Journal of Alloys and Compounds. – 2020. – V. 842. – P. 155783.
- A5.** Dynamics of the magnetocaloric effect in cyclic magnetic fields in $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{Al}_2\text{Sn}_{13}$ ribbon sample / A. G. Gamzatov, A. M. Aliev, A. B. Batdalov, Sh. K. Khizriev [et al.] // Journal of Materials Science. - 2021. – V. 56. – P. 15397–15406.
- A6.** Anomalous heat transfer near the martensite-austenite phase transition in $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22-x}(\text{Cu}, \text{Zn})_x$ ($x = 0; 1.5$) alloys / A.G. Gamzatov, A.B. Batdalov, A.M. Aliev, Sh.K. Khizriev [et al.] // Intermetallics. - 2022. – V. 143. - P. 107491.
- A7.** High frequency dependence of the magnetocaloric effect in the $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ alloy: direct measurement / A.G. Gamzatov, A.B. Batdalov, Sh.K. Khizriev, A. M. Aliev [et al.] // Journal of Materials Science. – 2023. – V. 58. – P. 8503-8514.

Объекты интеллектуальной собственности

- A8.** Программа для измерения теплоемкости методом ас-калориметрии при высоких температурах / А. М. Алиев, Ш. К. Хизриев. - №2021619927. – дата регистрации 18.06.2021 г.

В других изданиях

- A9.** Гамзатов А.Г., Хизриев Ш.К., Батдалов А.Б., Алиев А.М. Прямые измерения магнитокалорического эффекта сплава $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}$ в циклических магнитных полях // Сборник трудов семинара «Дни калорики в Королеве: Функциональные материалы и их приложения», 16-20 августа. — Королев, Россия. — 2022. — С. 38.
- A10.** Ш. К. Хизриев, А. Г. Гамзатов, А. М. Алиев. Магнитокалорические свойства объёмных и ленточных образцов сплавов Гейслера в циклических магнитных полях // Сборник тезисов семинара «Дни калорики в Дагестане: Функциональные материалы и их приложения», 27-31 мая. — Дербент, Россия. — 2023. — С.118.
- A11.** Ш.К. Хизриев, А.Г. Гамзатов, А.Б. Батдалов, А.М. Алиев. Тепловы, магнитные и магнитокалорические свойства сплавов Гейслера $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{28}\text{Ga}_{22-x}(\text{Cu},$

Zn)_x (x = 0; 1.5) // Тезисы докладов XXI Всероссийской школы-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-2021), 18-25 марта. — Екатеринбург. — 2021. — С. 111.

A12. Ш.К. Хизриев, А.Г. Гамзатов, А.М. Алиев. Прямой и обратный магнитокалорические эффекты в ленточном образце сплава Гейслера Ni₄₅Co₅Mn₃₁Al₁₉ // Тезисы докладов XXI Всероссийской школы-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-2021), 18-25 марта. — Екатеринбург. — 2021. — С. 112.

Список литературы

1. *Васильев А.Н.* Ферромагнетики с памятью формы / А.Н. Васильев, В.Д. Бучельников, Т. Такаги, В.В. Ховайло, Э.И. Эстрин // *Успехи физических наук.* – 2003. – Т.173. – №6. – С. 577–608.
2. *Sharma V. K.* Magnetocaloric effect in Heusler alloys Ni₅₀Mn₃₄In₁₆ and Ni₅₀Mn₃₄Sn₁₆ / V.K. Sharma, M.K. Chattopadhyay, R. Kumar, T. Ganguli, P. Tiwari, S.B. Roy // *Journal of Physics: Condensed Matter.* – 2007. – V.19. – P. 496207.
3. *Dubenko I.* Magnetocaloric effects in Ni–Mn–X based Heusler alloys with X=Ga, Sb, In / I. Dubenko, M. Khan, A.K. Pathak, B.R. Gautam, S. Stadler, N. Ali // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* – 2009. – V.321. – P. 754-757.
4. *Planes A.* Magnetocaloric effect and its relation to shape-memory properties in ferromagnetic Heusler alloys / A. Planes L. Mañosa, M. Acet // *Journal of Physics: Condensed Matter.* – 2009. – V.21. – P. 233201.
5. *Sullivan P.* Steady-state ac-temperature calorimetry / P. Sullivan, G. Seidel. // *Phys. Rev.* – 1968. – V.173. – P. 679-685.
6. *Алиев, А.М.* Магнитокалорические свойства манганитов в переменных магнитных полях / А.М.Алиев, А.Б.Батдалов, В.С.Калитка // *Письма в ЖЭТФ.* – 2016. – Т. 9 (10). – С. 739-739.
7. *Chandra L.S.S.* Temperature dependence of thermoelectric power and thermal conductivity in ferromagnetic shape memory alloy Ni₅₀Mn₃₄In₁₆ in magnetic fields / L.S.S. Chandra, M.K. Chattopadhyay, V.K. Sharma, S.B. Roy, S.K. Pandey // *Phys. Rev. B.* – 2010. – V.81. – P. 195105.
8. *Гуляев, А.П.* *Металловедение: учебник для вузов* / А.П. Гуляев. – 6-е изд. перераб. и доп. – М.: Металлургия, 1986. – 544 с.
9. *Zheng Q.* High Contrast Thermal Conductivity Change in Ni–Mn–In Heusler Alloys near Room Temperature // Q. Zheng, G. Zhu, Z. Diao, D. Banerjee, D.G. Cahill // *Adv. Eng. Mater.* – 2019. – P. 180134.
10. *Franco, V.* Field dependence of the magnetocaloric effect in materials with a second order phase transition: a master curve for the magnetic entropy change / Franco, V. J.S. Blázquez, A. Conde // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V.89. – P. 222512B.
11. *Gamzatov A.G.* Inverse-direct magnetocaloric effect crossover in Ni₄₇Mn₄₀Sn_{12.5}Cu_{0.5} Heusler alloy in cyclic magnetic fields / A.G. Gamzatov A.M. Aliev, A. Ghotbi Varzanah, P. Kameli, I. Abdolhosseini Sarsari, S.C. Yu // *Appl. Phys. Lett.* – 2018. – V.113. – P. 172406.
12. *Gamzatov A.G.* Dynamics of the magnetocaloric effect in cyclic magnetic fields in Ni₅₀Mn₃₅Al₂Sn₁₃ ribbon sample / 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.* – 2021. – V.56. – P.15397.
13. *Gamzatov A.G.* Phase transitions, thermal, electrical, and magnetocaloric properties of Ni₅₀Mn_{37-x}Al_xSn₁₃ (x=2, 4) ribbon samples / Sh.K. Khizriev, A.G Gamzatov, A.B. Batdalov, A.M. Aliev, L.N. Khanov [et al.] // *Journal of Alloys and Compounds.* – 2020. – V. 842. – P. 155783.

14. *Khovaylo V.V.* Adiabatic temperature change at first-order magnetic phase transitions: $\text{Ni}_{2.19}\text{Mn}_{0.81}\text{Ga}$ as a case study / V.V. Khovaylo, K.P. Skokov, Y.S. Loshkid'ko, V.V. Koledov, V.G. Shavrov, V.D. Buchelnikov, S.V. Taskaev, H. Miki, T. Takagi and A.N. Vasiliev // *Phys. Rev. B.* – 2008. – V.78. – P. 060403(R).
15. *Sandeman K.G.* Magnetocaloric materials: The search for new systems / K.G. Sandeman // *Scripta Materialia.* – 2012. – V.67. – P. 566.
16. *Aliev A.M.* Direct magnetocaloric effect measurement technique in alternating magnetic fields / Aliev A.M. // arXiv: 1409.6898. - 2014.