

УДК 536.21

## ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ИТТРИЙ–ГОЛЬМИЙ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР ОТ КОМНАТНЫХ ДО 1400 К

© 2020 г. А. Д. Ивлиев<sup>1</sup>, \* М. Ю. Черноскутов<sup>1</sup>, В. В. Мешков<sup>1</sup>, А. А. Куриченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГАОУ ВО «Российский государственный профессионально-педагогический университет»,  
г. Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>ФГБОУ ВО «Уральский государственный горный университет»,  
г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: ad\_i48@mail.ru

Поступила в редакцию 09.11.2019 г.

После доработки 09.11.2019 г.

Принята к публикации 24.12.2019 г.

Представлены результаты экспериментального исследования теплофизических свойств (температуропроводности, теплоемкости и теплопроводности), а также удельного электрического сопротивления твердых растворов (сплавов) редкоземельных металлов иттрия и гольмия. Установлено, что в целом эти свойства изменяются по тем же законам, что и свойства чистых редкоземельных металлов. Перенос тепла в сплавах Y–Ho при изученных температурах также осуществляется в основном электронами. Имеющиеся количественные отличия свойств обусловлены неодинаковым влиянием различных механизмов рассеяния носителей (электронов). Рассмотрена процедура разделения вкладов в рассеяние электронов, основанная на модели Мотта. Выявлены роли фононного, магнитного и примесного механизмов рассеяния. Установлено, что интенсивность магнитного рассеяния монотонно убывает при повышении температуры и при снижении концентрации гольмия. Для примесного рассеяния справедливо правило Нордгейма, что указывает на стабильность структуры энергетического спектра коллективизированных электронов сплавов.

DOI: 10.31857/S0040364420030072

### ВВЕДЕНИЕ

Редкоземельные металлы (РЗМ) – конденсированные фазы элементов Периодической системы Менделеева: скандия, иттрия и лантаноидов [1–5]. Многие физические и химические свойства РЗМ подобны, однако ряд характеристик, например таких, как молярные массы, магнитные моменты ионов, могут значительно отличаться. Благодаря этому РЗМ являются единственной группой элементов, в сплавах которой возможно моделировать широкий спектр различных физических ситуаций и тем самым проследить за тем, как влияют те или иные характеристики компонентов на результирующие свойства.

К настоящему времени многие теплофизические свойства чистых РЗМ исследованы [1–7]. Свойства сплавов изучены в основном при температурах ниже комнатной, а характеристики сплавов в высокотемпературной области до сих пор остаются практически неизвестными. Ранее выполненные авторами исследования температуропроводности сплавов системы иттрий–гольмий (Y–Ho) показали, что поведение температуропроводности во многом необычно [8]. Настоя-

щая работа является развитием проведенных ранее исследований.

Следует отметить, что в последние годы резко возросло применение РЗМ в промышленности, особенно в электронике и машиностроении. Это также является стимулом при проведении исследований РЗМ и их сплавов, поскольку полученные результаты представляют не только научный, но и прикладной интерес.

### ХАРАКТЕРИСТИКА ОБРАЗЦОВ

В настоящей работе изучены теплофизические свойства сплавов системы Y–Ho. Свойства компонентов (иттрия и гольмия) могут считаться установленными надежно [1–7]. Оба металла относятся к так называемой иттриевой подгруппе РЗМ. Это значит, что они обладают подобными энергетическими структурами коллективизированных электронов [9–11], одинаковыми кристаллическими структурами, близкими значениями параметров кристаллических решеток [1–5]. Благодаря этому в сплавах данные металлы образуют непрерывный ряд твердых растворов [12]. Последнее является причиной того, что анализ

физических свойств таких сплавов можно производить с единых позиций, имея в виду, что изменение концентрации приводит лишь к соответствующим количественным изменениям свойств.

Несмотря на сходство многих отмеченных выше характеристик, массы ионов иттрия и гольмия значительно отличаются (практически вдвое). Еще одно важное различие — магнитные свойства [13]. Иттрий является паулевским парамагнетиком, и следовательно, его трехвалентный ион не обладает магнитным моментом. Трехвалентный ион гольмия является носителем самого большого среди РЗМ полного квантового числа, благодаря чему обладает и заметным магнетизмом. Такой ион является, естественно, источником магнитного рассеяния носителей. Следовательно, в данных сплавах рассеяние носителей обеспечивается всеми значимыми механизмами при высоких температурах. Это фононный, примесный и магнитный механизмы.

Исходные материалы для изготовления сплавов (итрий и гольмий) очищались методом вакуумной дистилляции. Исследование на масс-спектрометре позволило установить, что содержание примесей в них составляло в сумме по 0.04%. Отношение электросопротивлений при комнатной температуре и при 4.2 К было равно 20. Исследование на рентгеновском спектрометре показало, что в образцах сплавов отсутствовала явно выраженная текстура, благодаря чему эти образцы можно рассматривать как поликристаллические. Кристаллическая структура иттрия и гольмия в исследуемом диапазоне температур гексагональная плотноупакованная (ГПУ). Перед измерениями образцы отжигались в камере в течение 2 ч при температуре 1400 К.

Образцы для исследований вырезались на волоконном электроэрозионном станке DK7732. Общее количество исследованных материалов различного состава — 18. Из них два чистых РЗМ (итрий и гольмий) и 16 сплавов различных концентраций. Отметим, что в ранее выполненной работе [8] изучена температуропроводность только восьми типов материалов. В настоящей работе это исследование существенно расширено как по числу материалов, так и по количеству исследованных свойств.

## МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Теплофизические характеристики (температуропроводность и относительная теплоемкость) исследовались методом температурных волн [14–16]. Данный метод известен уже давно (более 150 лет) и на фоне всех известных методов [17, 18] обладает рядом неоспоримых преимуществ при измерении тепловых характеристик в высокотемпературной области. Основными достоинствами

метода являются возможность использования малых по размерам образцов и проведение измерений при условии малости тепловых потерь, а также внутренняя контролируемость [19–22].

Температурные волны в плоском образце создавались за счет воздействия на первую поверхность плоского образца модулированного по амплитуде излучения лазера типа ЛГН-701 (длина волны излучения — 10.6 мкм, мощность — 60 Вт). Модуляция осуществлялась механически с помощью вращающегося диска с отверстиями. Диск приводился в движение вентиляльным двигателем с сервоприводом Delta ASD-A0121LA, регулируемым компьютером с помощью управляющей программы [23]. Тем самым обеспечивалась возможность управления частотой модуляции, т.е. частотой температурной волны. Образец находился в вакуумной камере в ячейке, в которой для предотвращения взаимодействия образца и ячейки использовалась специальная прокладка из листового молибдена. Температура образца изменялась с помощью электропечи сопротивления. Управление силой тока посредством нагревателя осуществлялось с помощью компьютера.

Температура второй плоской поверхности образца преобразовывалась в электрический сигнал при помощи двух датчиков: термопарного и фотоэлектрического [24]. Термопарный датчик (BP5/20), изготовленный из вольфрам-рениевой проволоки диаметром 50 мкм, приваривался без спаев [25] вблизи центральной точки второй поверхности образца. Область визирования фотодатчика также включала в себя эту центральную точку, расположенную по оптической оси системы, задаваемой лазерным лучом. Оба датчика использовались для измерения колебаний температуры второй поверхности образца. Средняя температура образца оценивалась по постоянной составляющей напряжения термопары.

Сигналы датчиков после прохождения через линейные нормирующие цепи [26] подавались на аналого-цифровой преобразователь и затем обрабатывались в компьютере. Кроме того, в компьютер поступала информация о фазе воздействующего на образец модулированного излучения лазера. Оценки амплитуды и сдвига фазы колебаний температуры второй поверхности образца по отношению к фазе колебаний излучения лазера определялись в соответствии с квазиоптимальной процедурой, использующей преобразование Фурье [27].

Толщины плоскопараллельных образцов в настоящих измерениях выбирались из диапазона 0.8–1.8 мм. Частоты температурных волн изменялись от 6.0 до 16 Гц. Оценка погрешности измерений показала, что неопределенность измерения температуропроводности составляет 2%, а отно-

сительной теплоемкости 5% (средние квадратичные значения).

Измерение удельного электрического сопротивления проведено по закону Ома на постоянном токе на установке, использующей метод, получивший название четырехзондового (четырёхпроводного) [28]. Неопределенность измерения удельного электрического сопротивления оценена в 2.7% (среднее квадратичное значение).

На методики экспериментального определения теплофизических свойств и электрического сопротивления получены аттестаты ФГУП «ВНИИМС» [29, 30].

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В рассматриваемом диапазоне температур температуропроводность исследованных материалов изменяется по законам, близким к линейным. При нагреве наблюдается монотонный рост температуропроводности. Численно величина температуропроводности зависит от концентрации компонентов. Температуропроводности чистых Y и Ho изучались ранее в [6, 7]. На рис. 1 представлены результаты измерений. В частности, на рис. 1а приведены литературные данные и результаты настоящего исследования для Y, а на рис. 1б — для Ho. Можно отметить удовлетворительное согласие этих данных. На рис. 1в даны сведения о политермах температуропроводности ряда сплавов. Видно, что, вопреки имеющимся представлениям, эти политермы не параллельны. Некоторые из них пересекаются.

Теплоемкости изученных материалов в рассматриваемом диапазоне температур также возрастают по законам, близким к линейным. Привязка результатов относительных измерений к абсолютным значениям производилась на основании справочных сведений об удельных теплоемкостях чистых Y и Ho [6] и значений массовых концентраций компонентов в сплавах. Политермы теплоемкостей для различных исследованных концентраций не пересекаются.

Удельные электрические сопротивления сплавов описывается нелинейными функциями с отрицательной кривизной, т.е. по мере роста температуры скорость нарастания электрического сопротивления снижается. На рис. 2а и 2б показаны данные для Y и Ho, которые свидетельствуют об удовлетворительном согласии результатов. На рис. 2в представлены результаты исследования сплавов. Эти политермы так же, как и политермы температуропроводностей, оказываются непараллельными и некоторые из них пересекаются.

В целом можно видеть, что изученные теплофизические свойства качественно изменяются, как и соответствующие свойства чистых РЗМ, однако обнаруживают количественную разницу,

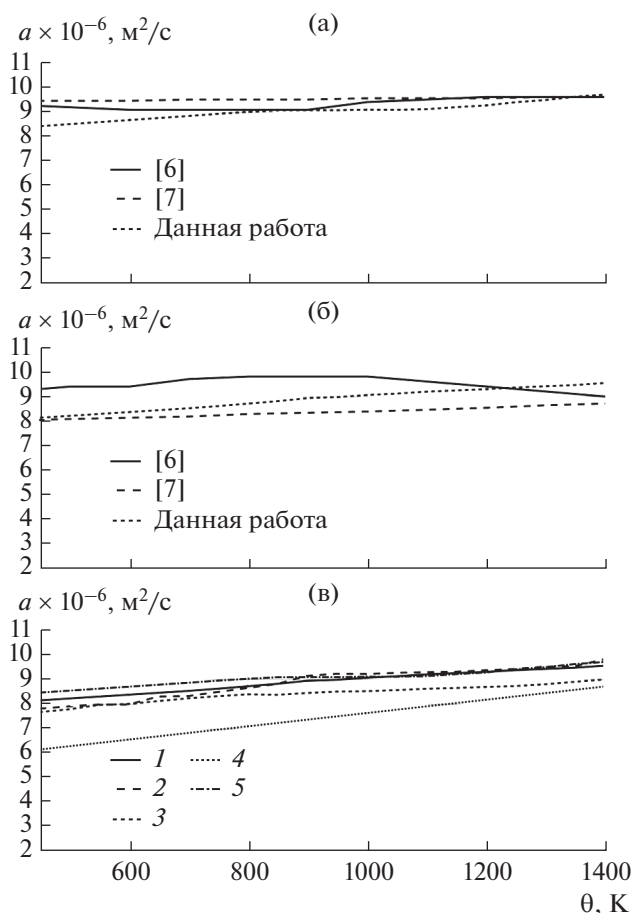


Рис. 1. Температуропроводность чистых Y (а), Ho (б) и системы сплавов Y–Ho (в): 1 – 0 мас. % Y, 2 – 30, 3 – 50, 4 – 70, 5 – 100.

которая оказывается зависимой от температуры. Рассмотрим причины подобных расхождений.

### ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Температуры исследования значительно превосходят температуры Дебая компонентов сплавов, большая из которых равна 220 К [6]. Поэтому теплоемкость сплавов состоит в основном из независящего от температуры гармонического фононного вклада и вклада, даваемого коллективизированными электронами [32]. Результаты экспериментов показали, что превышение молярной теплоемкости решетки, равное  $3R$  ( $R$  – универсальная газовая постоянная [32]), описывается вкладом электронов. Действительно, расчет молярного значения коэффициента электронной теплоемкости  $\gamma_e$ , выполненный на основании настоящих измерений, дает  $\gamma_e \approx 4 \times 10^{-3} \text{ Дж}/(\text{моль К}^2)$ . Данное значение не превышает коэффициентов электронной теплоемкости для иттрия и гольмия, приведенных в литературе, например:  $10 \times 10^{-3}$

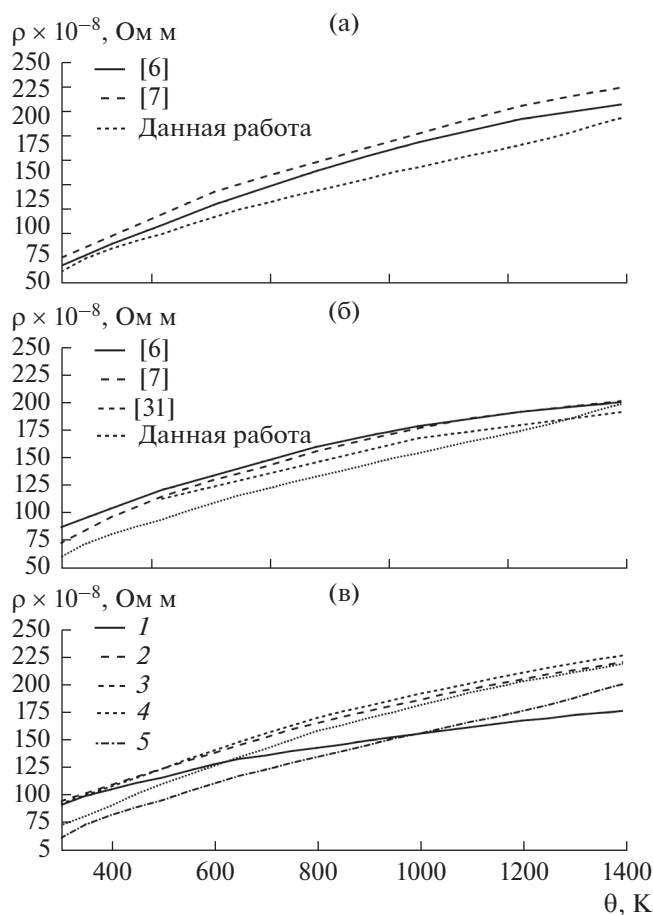


Рис. 2. Удельные электрические сопротивления Y (а), Ho (б) и сплавов Y–Ho (в): 1 – 0 мас. % Y, 2 – 30, 3 – 50, 4 – 70, 5 – 100.

для Y и  $8.0 \times 10^{-3}$  Дж/(моль K<sup>2</sup>) для Ho [33] или  $7.9 \times 10^{-3}$  для Y и  $6.0 \times 10^{-3}$  Дж/(моль K<sup>2</sup>) для Ho [34]. Таким образом, гармонический фонный и электронный вклады описывают процесс накопления энергии сплавами Y–Ho до температур 1400 K. Иные механизмы при этих температурах себя не проявляют.

Рассмотрим кинетические свойства. В первую очередь следует выяснить, какие механизмы передачи теплоты оказываются существенными в сплавах Y–Ho при высоких температурах. Для этого удобно рассмотреть теплопроводности сплавов. Температурные зависимости теплопроводности  $\lambda(T)$  строятся на основании экспериментальных данных о температуропроводностях, теплоемкостях и плотностях и рассчитываются в соответствии с определением температуропроводности [32]. Плотности сплавов находились по плотностям чистых компонентов [35–37] с учетом их массовой доли в сплавах.

Соответствующий расчет показал, что теплопроводности сплавов Y–Ho в рассматриваемом

интервале температур монотонно возрастают, имея различную кривизну. Оценка электронных составляющих теплопроводности, выполненная на основании закона Видемана–Франца [32], позволила установить, что в основном теплопроводности сплавов определяются электронным механизмом. Именно электронный механизм ответствен за особенности поведения общей теплопроводности, и следовательно, физическая причина наблюдаемого поведения теплопроводности такая же, как и у электросопротивления. Таким образом, необходимо выяснить, вследствие каких причин удельное электросопротивление сплавов Y–Ho изменяется именно так, как показано на рис. 2.

Характер изменения свойств сплавов Y–Ho при нагреве качественно описывается моделью двухполосной проводимости (*sd*-моделью Мотта) [8]. Более того, данный характер в целом такой же, как и у чистых РЗМ [7, 38, 39]. Это внешнее сходство позволяет разработать процедуру разделения вкладов в рассеяние носителей [40], и тем самым установить причины, определяющие особенности температурных зависимостей.

Как и в чистых РЗМ, будем предполагать, что проводимость сплавов обеспечивается в основном за счет легких *s*-электронов. В процессах рассеяния, связанных с взаимодействиями электронов с неоднородностями, наиболее вероятны переходы легких электронов в *d*-полосу, благодаря чему эти электроны теряют подвижность. Данный процесс в рамках двухполосной модели приводит к возрастанию сопротивления по сравнению с однополосной моделью [41].

Компоненты сплавов (иттрий и гольмий), как уже отмечалось, обладают различными значениями молярных масс и магнитных моментов ионов. Таким образом, при высоких температурах в сплавах процесс рассеяния носителей (электронов) должен определяться тремя механизмами [41, 42]: примесным  $\rho_{пр}$ , фонным  $\rho_{ф}$  и магнитным  $\rho_{м}$ . Тогда, в соответствии с правилом Маттиссена [41, 42], общее электросопротивление  $\rho$  может быть представлено в виде суммы

$$\rho = \rho_{пр} + \rho_{ф} + \rho_{м}.$$

В чистых металлах количество примесей невелико, их вклад в сопротивление сравним с погрешностью измерения  $\rho$ , поэтому в рамках данного анализа можно считать, что для чистых металлов  $\rho_{пр} = 0$ . Иттрий является паулевским парамагнетиком [13], поэтому в иттрии отсутствует магнитное сопротивление [4]. При данном подходе иттрий характеризуется только фонным рассеянием, для него  $\rho = \rho_{ф}$ . В рамках *sd*-модели фонное сопротивление можно описать следующей формулой [38, 40]:

$$\rho_{\phi} = Z(\Theta) \frac{\gamma^{1/3}}{\Theta_R^2} \frac{\theta}{M^{4/3}}, \quad (1)$$

где  $\gamma$  – плотность,  $\Theta_R$  – кинетическая температура Дебая [41],  $M$  – молярная масса,  $Z(\Theta)$  – прочие параметры, включая зависящую от температуры плотность состояний  $d$ -электронов. В соответствии с (1), температурная зависимость фононного электрического сопротивления определяется двумя факторами: увеличением числа фононов при нагреве (параметр  $\Theta$ ) и снижением плотности состояний  $d$ -электронов при нагреве (параметр  $Z(\Theta)$ ). Формула (1), следовательно, описывает электросопротивление иттрия.

Характеристики коллективизированных электронов иттрия и гольмия близки [1, 3, 9, 10]. Кристаллические структуры одинаковы [3, 6, 13]. Данные обстоятельства позволяют предположить, что фононные составляющие полных сопротивлений сплавов также будут описываться формулой (1), в которой следует учесть соответствующие эффективные значения параметров  $\gamma$ ,  $\Theta_R$  и  $M$ :

$$\begin{aligned} M &= (1-x)M_{\text{Ho}} + xM_{\text{Y}}, \\ \Theta_R &= (1-x)\Theta_{R,\text{Ho}} + x\Theta_{R,\text{Y}}, \\ \gamma &= (1-n)\gamma_{\text{Ho}} + n\gamma_{\text{Y}}, \end{aligned}$$

где  $x$ ,  $n$  – атомная и массовая концентрации иттрия; индексы Ho и Y означают, что рассматривается соответствующий параметр гольмия или иттрия.

Расчет, выполненный по формуле (1), показал, что фононные электрические сопротивления сплавов монотонно возрастают и кривая роста характеризуется отрицательной кривизной. Соответствующие зависимости не пересекаются. Максимальная величина фононного сопротивления у иттрия, минимальная – у гольмия, как и должно быть в соответствии с принятой моделью [38, 40].

Удельное электрическое сопротивление гольмия имеет две значимые составляющие: фононную и магнитную, для него  $\rho = \rho_{\phi} + \rho_m$ . Фононная составляющая найдена по формуле (1), и следовательно, можно рассчитать магнитную составляющую. Вычисления показали, что  $\rho_m$  обладает максимальным значением, равным  $45 \times 10^{-8}$  Ом м вблизи комнатных температур, и при нагреве постепенно уменьшается практически до нуля вблизи температуры плавления.

Величина магнитного вклада в электрическое сопротивление пропорциональна концентрации магнитных ионов [4]. Таким образом, в сплавах Y–Ho

$$\rho_{m,(1-x)} = (1-x)\rho_{m,\text{Ho}}. \quad (2)$$

Расчет по формуле (2) показал, что температурные зависимости  $\rho_m$  убывают при нагреве и образуют совокупность непересекающихся кривых. По разности электрических сопротивлений сплавов и их фононных и магнитных составляющих рассчитывается примесный вклад в рассеяние.

Таким образом, найдены все основные составляющие, определяющие электрические сопротивления, а следовательно, и теплопроводности сплавов Y–Ho. Проведенный анализ позволяет понять причину того, почему температурные зависимости теплопроводности и электрического сопротивления являются пересекающимися. Это связано с магнитным вкладом в рассеяние. Данный вклад не одинаков для различных сплавов и снижается при нагреве. В низкотемпературной части изученного диапазона  $\rho_m$  в гольмии сравним с фононным рассеянием, благодаря чему сопротивление гольмия выше, чем у иттрия. Однако при высоких температурах этот вклад становится незначительным и фононное сопротивление иттрия становится наибольшим. Последнее связано с тем, что молярная масса иттрия меньше в сравнении с эффективными молярными массами сплавов и ион иттрия колеблется с большей скоростью, обеспечивая большую величину рассеяния.

Рассмотрим концентрационные зависимости. На рис. 3 показаны температуропроводности изученных сплавов. Как уже отмечалось, перенос теплоты в сплавах РЗМ при высоких температурах обеспечивается в основном электронами, поэтому представляет интерес рассмотрение и концентрационной зависимости удельного электрического сопротивления, показанной на рис. 4. Для обеих рассмотренных величин концентрационные зависимости несимметричны, т.е. не соответствуют правилу Нордгейма [41]. Опыт показывает, что добавление малых количеств иттрия к

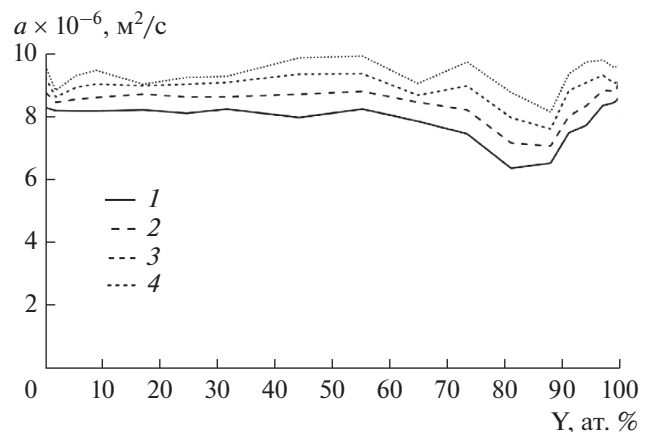
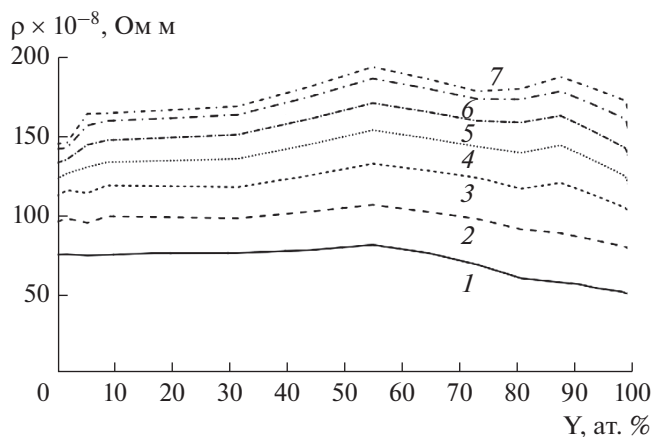
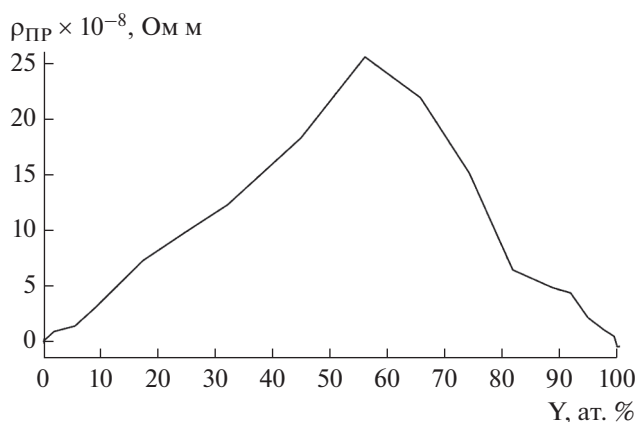


Рис. 3. Концентрационные зависимости температуропроводностей сплавов Y–Ho при различных температурах: 1 – 500 К, 2 – 800, 3 – 1100, 4 – 1400.



**Рис. 4.** Концентрационные зависимости удельного электрического сопротивления сплавов Y–Ni при различных температурах: 1 – 300 К, 2 – 500, 3 – 700, 4 – 900, 5 – 1100, 6 – 1300, 7 – 1400.



**Рис. 5.** Концентрационная зависимость примесного вклада в удельное электрическое сопротивление сплавов Y–Ni при 300 К.

гольмию незначительно изменяет рассеивающие свойства сплавов. В отличие от этого добавление небольших количеств гольмия к иттрию заметно усиливает рассеяние (сопротивление возрастает). Иными словами, как отмечено в [8], “гольмий для иттрия является более значимой примесью, чем иттрий для гольмия”.

Причина такого поведения рассмотренных зависимостей понятна и связана с магнитным рассеянием электронов. Действительно, наибольший вклад в рассеяние, возникающий за счет неупорядоченных магнитных моментов, создается в гольмии. При разбавлении его иттрием данный вклад снижается пропорционально концентрации гольмия, однако за счет появления иттрия в сплаве возрастают примесный и фонный вклады. Опыт показывает, что эти эффекты практически компенсируются, поэтому удельное электри-

ческое сопротивление сплавов, имеющих не очень большие концентрации иттрия, остается практически неизменным. Добавление гольмия к иттрию приводит к тому, что рассеяние возрастает за счет магнитного и примесного вкладов. Поэтому при движении по концентрационной зависимости от иттрия к гольмию наблюдается рост электрического сопротивления.

Магнитный и фонный вклады в рассеяние носителей не обладают симметрией относительно концентрации компонентов, поэтому правило Нордгейма для этих вкладов не выполняется. Следует отметить, что концентрационная зависимость магнитной составляющей сопротивления соответствует имеющимся представлениям [4], однако убывание  $\rho_m$  в парамагнитной фазе при нагреве не находит объяснения в современных моделях магнитного рассеяния.

Можно ожидать, что правило Нордгейма должно быть справедливо для примесного вклада, обусловленного хаотическим расположением ионов различной массы в сплаве. Соответствующая зависимость представлена на рис. 5. Действительно, максимум электрического сопротивления соответствует центральной области концентраций, т.е. области с наибольшим структурным беспорядком.

Данный результат не является тривиальным. В сплавах переходных металлов, которыми являются РЗМ, величина сопротивления определяется не только беспорядком в системе, но и тем, какой области концентраций соответствует максимум плотности состояний тяжелых  $d$ -электронов [7, 38–40, 43, 44]. Характер концентрационной зависимости примесного электросопротивления (рис. 5) свидетельствует о том, что плотность состояний электронов в изученных сплавах практически не зависит от концентрации компонентов. Следует отметить и то, что полученная в настоящей работе расчетным путем величина примесного рассеяния оказалась близка к результатам прямых измерений, выполненных при низких температурах для редкоземельных сплавов [5, 45].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Температурные зависимости для теплофизических свойств сплавов Y–Ni изменяются по таким же законам, что и для свойств чистых РЗМ. Теплопередача сплавов определяется в основном электронным механизмом. Процессы электронной передачи теплоты и заряда в сплавах могут быть описаны с использованием модели двухполосной проводимости (модели Мотта). Опираясь на нее, возможно разделить вклады в рассеяние носителей, обусловленные фонным, магнитным и примесным механизмами рассеяния. Имеющиеся количественные отличия в свойствах изученных сплавов связаны с неодинаковым вли-

анием различных вкладов в рассеяние электронов проводимости. Вследствие этого концентрационные зависимости исследованных свойств не подчиняются правилу Нордгейма. Правило Нордгейма оказывается справедливым для примесного рассеяния, что указывает на однотипность энергетического спектра электронов всех изученных сплавов.

Авторы выражают благодарность Н.И. Моревой за помощь в аттестации образцов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов №№ 11-08-00275 и 14-08-00228.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Handbook on the Physics and Chemistry of the Rare Earths. V. 1. Metals / Ed. Gschneider K.A.Jr., Eyring L. Amsterdam: North-Holland, 1978.
- Handbook on the Physics and Chemistry of the Rare Earths. V. 55 / Ed. Bunzli J.-C., Pecharsky V. Amsterdam: North-Holland, 2019.
- Савицкий Е.М., Терехова В.Ф., Наумкин О.П. Физико-химические свойства редкоземельных металлов, скандия и иттрия // УФН. 1963. Т. 79. Вып. 2. С. 263.
- Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений. М.: Мир, 1974. 375 с.
- Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Изд-во МГУ, 1989. 248 с.
- Зиновьев В.Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. Спр. М.: Металлургия, 1989. 384 с.
- Ивлиев А.Д. Высокотемпературные теплофизические свойства твердых редкоземельных металлов: дис. ... докт. физ.-мат. наук. Екатеринбург: Уральск. горный ин-т им. В.В. Вахрушева, 1991. 455 с.
- Ивлиев А.Д., Куриченко А.А., Векшин И.М. Высокотемпературная теплопроводность твердых растворов системы Y-Нo // ТВТ. 2016. Т. 54. № 2. С. 219.
- Wang Y., Chou M.Y. Pseudopotential Plane-wave Calculation of the Structural Properties of Yttrium // Phys. Rev. 1991. V. B44. № 18. С. 10339.
- Blyth R.I.R., Barrett S.D., Dhesi S.S., Cosso R., Heritage N., Begley A.M., Jordan R.G. Electronic Structure of Holmium // Phys. Rev. 1991. V. B44. № 11. С. 5423.
- Немошкаленко В.В., Антонов В.Н., Алешин В.Г. Электронная структура и рентгеновские эмиссионные спектры некоторых гексагональных переходных металлов // Докл. АН СССР. 1976. Т. 228. № 4. С. 837.
- Диаграммы состояния двойных металлических систем. Спр. / Под общ. ред. Лякишева Н.П. М.: Машиностроение, 1999. Т. 3. Кн. 1. 872 с.
- Уайт Р. Квантовая теория магнетизма. М.: Мир, 1985. 303 с.
- Ångström A.J. Neue Methode, das Wärmeleitungsvermögen der Körper zu bestimmen // Ann. Phys. 1861. V. 114. P. 513.
- Ивлиев А.Д. Метод температурных волн в теплофизических исследованиях // ТВТ. 2009. Т. 47. № 5. С. 771.
- Краев О.А., Стельмах А.А. Теплопроводность и теплопроводность металлов при высоких температурах. В кн.: Исследования при высоких температурах. Новосибирск: Наука, 1966. С. 55.
- Теплофизические измерения. Учеб. пособ. для вузов / Под общ. ред. Платунова Е.С. СПб.: СПбГУНиПТ, 2010. 738 с.
- Теоретические и практические основы теплофизических измерений / Под ред. Пономарева С.В. М.: Физматлит, 2008. 408 с.
- Филиппов Л.П. Измерение тепловых свойств твердых и жидких металлов при высоких температурах. М.: Изд-во МГУ, 1967. 325 с.
- Поздеев А.Н., Ивлиев А.Д., Куриченко А.А., Морилова Л.В. Учет размеров плоского образца и теплового потока в методе периодического нагрева. Измерение теплопроводности // ИФЖ. 1987. Т. 52. № 5. С. 856.
- Мориллов В.В., Ивлиев А.Д., Поздеев А.Н. Плоский образец в методе периодического нагрева. Измерение теплоемкости // ИФЖ. 1990. Т. 59. № 2. С. 266.
- Черноскотов М.Ю., Ивлиев А.Д., Мешков В.В. Экспериментальная оценка степени адиабатичности образца при измерении теплопроводности методом температурных волн // ТВТ. 2017. Т. 55. № 4. С. 634.
- Мешков В.В., Ивлиев А.Д. Применение вентильного двигателя в конструкции модулятора для создания температурной волны в теплофизической установке // Теплофизические исследования и измерения в энергосбережении при контроле, управлении и улучшении качества продукции, процессов и услуг. Матер. VII Междун. теплофиз. школы: В 2-х ч. Тамбов, 20–25 сент. 2010. Тамбов: ГОУ ВПО ТГТУ, 2010. Ч. 2. С. 56.
- Температурные измерения: Спр. / Отв. ред. Герасченко О.А. Киев: Наукова думка, 1989. 704 с.
- Кулаков М.В., Макаров Б.И. Измерение температуры поверхности твердых тел. М.: Энергия, 1979. 96 с.
- Черноскотов М.Ю., Мешков В.В., Ивлиев А.Д., Суслев А.А. Нормирующие усилители для одновременного использования разнотипных датчиков сигналов при измерении теплопроводности методом температурных волн // XIV Рос. конф. (с междун. участием) по теплофизическим свойствам веществ (РКТС-14). Матер. конф.: В 2-х т. Т. 1. Пленарные и устные доклады. Казань, 15–17 окт. 2014. Казань: Отечество, 2014. С. 433.
- Черноскотов М.Ю., Ивлиев А.Д., Мешков В.В., Суслев А.А. Система управления измерительным комплексом для экспериментального определения теплопроводности конденсированных веществ // Матер. XIV Рос. конф. (с междун. участием) по теплофизическим свойствам веществ (РКТС-14). В 2-х т. Т. 1. Пленарные и устные доклады. Казань: Отечество, 2014. С. 424.
- Черноскотов М.Ю., Ивлиев А.Д., Мешков В.В., Самойлов А.О., Соснин А.С. Аппаратно-программный комплекс для измерения электрического сопротивления металлов и сплавов при высоких температурах // Измерительная техника. 2018. № 5. С. 60.

29. *Ивлиев А.Д., Куриченко А.А., Мешков В.В., Гой С.А.* Методика ГСССД МЭ 207–2013. Методика экспериментального исследования температуропроводности конденсированных материалов с использованием температурных волн // ГСССД. Аттестат № 207. Деп. в ФГУП “СТАНДАРТИНФОРМ” 20.03.2013. № 902а–2013 кк.
30. *Ивлиев А.Д., Чернокутов М.Ю., Мешков В.В.* Методика экспериментального определения электрического сопротивления металлических проводников в диапазоне температур от 300 К до 2000 К // ГСССД. Аттестат № 274. Деп. в ФГУП “ВНИИМС” 26.06.2018. № 266–2018 кк
31. *Burkov A. T., Vedernikov M.V., Grats E.* Electrical Resistivity and Thermopower of  $\text{ReAl}_2$  Compounds in the Temperature Range 4.2–1000 K // *Physica*. 1992. V. B176. P. 263.
32. *Ивлиев А.Д.* Физика. СПб.: Лань, 2018. 672 с.
33. *Савицкий Е.М., Терехова В.Ф.* Металловедение редкоземельных металлов. М.: Наука, 1975. 271 с.
34. *Skriver H.L., Mertig I.* Electron-phonon Coupling in the Rare-earth Metals // *Phys. Rev.* 1990. V. B41. № 10. P. 6553.
35. *Станкус С.В., Басин А.С.* Межфазные и температурные изменения плотности чистого иттрия в интервале 293–1950 К. В кн. Фазовые переходы в чистых металлах и бинарных сплавах. Новосибирск, 1980. С. 72.
36. *Басин А.С., Станкус С.В.* Измерение плотности и теплового расширения гольмия в твердом и жидком состояниях. В кн. Теплофизические свойства веществ и материалов. Новосибирск, 1979. С. 126.
37. *Зиновьев В.Е., Келина Е.Н., Комарова Л.И.* Плотность и термическое расширение переходных металлов при высоких температурах // *Обзоры по теплофизическим свойствам веществ*. М.: ТФЦ–ИВТАН, 1988. № 3 (71). 100 с.
38. *Ивлиев А.Д.* Кинетические свойства твердого иттрия при высоких температурах // *ФММ*. 1993. Т. 75. Вып. 2. С. 9.
39. *Чернокутов М.Ю., Ивлиев А.Д., Мешков В.В.* Высокотемпературные теплофизические свойства твердых растворов системы Y–Ho // XV Рос. конф. (с междунар. участием) по теплофизическим свойствам веществ (РКТС-15) и научная школа для молодых ученых. Тез. докл. М.: Янус-К, 2018. С. 90.
40. *Ивлиев А.Д., Чернокутов М.Ю., Мешков В.В., Куриченко А.А., Морева Н.И.* Теплопроводность твердых растворов иттрий–гольмий. Разделение вкладов в рассеяние электронов проводимости // V Междунар. науч.-техн. конф. “Современные методы и средства исследования теплофизических свойств веществ”. Сб. тр. СПб.: Ун-т ИТМО, 2019. С. 8.
41. *Займан Дж.* Электроны и фононы. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 488 с.
42. *Ашкрофт Н., Мермин Н.* Физика твердого тела. М.: Мир, 1979.
43. *Волошинский А.Н.* Двухполосная модель когерентного потенциала в применении к расчету остаточного электросопротивления сплавов // *ФММ*. 1989. Т. 68. Вып. 4. С. 629.
44. *Циовкин Ю.Ю., Вишнеков Л.Ю., Волошинский А.Н.* Расчет концентрационной зависимости остаточного электросопротивления бинарных сплавов в двухполосном приближении когерентного потенциала // *ФММ*. 1991. № 7. С. 48.
45. *Белов К.П., Никитин С.А., Посядо В.П., Чуприков Г.Е.* Магнитная составляющая электросопротивления монокристаллических сплавов тербий–иттрий // *ЖЭТФ*. 1976. Т. 71. Вып. 6 (12). С. 2204.