

01,05

## Электрическое сопротивление редкоземельных металлов и их сплавов при высоких температурах: роль магнитного рассеяния

© А.Д. Ивлиев

Российский государственный профессионально-педагогический университет,  
Екатеринбург, Россия

E-mail: ad\_i48@mail.ru

Поступила в Редакцию 16 мая 2020 г.

В окончательной редакции 22 мая 2020 г.

Принята к публикации 26 мая 2020 г.

Проанализированы результаты экспериментального исследования удельного электрического сопротивления редкоземельных металлов и их сплавов. Предложена процедура разделения вкладов в сопротивление. Установлено, что магнитный компонент электросопротивления в парамагнитной фазе снижается до нуля при нагреве. Отмечено, что современные модели явлений переноса не описывают данное явление.

**Ключевые слова:** редкоземельные металлы, сплавы, удельное электрическое сопротивление, магнитный компонент сопротивления.

DOI: 10.21883/FTT.2020.10.49900.110

### 1. Введение

Редкоземельные металлы (РЗМ) — конденсированные фазы скандия, иттрия и лантаноидов [1]. Химические свойства РЗМ близки, что обусловлено однотипностью энергетических структур коллективизированных электронов. Тем не менее, обычно всю группу РЗМ разделяют на две подгруппы: иттриевую и цериевую. Металлы в пределах каждой из подгрупп проявляют наиболее близкие свойства. В данной статье будут рассмотрены металлы иттриевой подгруппы (то есть иттрий и тяжелые РЗМ от гадолиния по лютеций, исключая иттербий).

Сведения об удельном электрическом сопротивлении, представленные в настоящей статье, получены четырехзондовым методом на постоянном токе. Принцип работы типичной соответствующей экспериментальной установки описан, например, в [2].

В диапазоне высоких температур (то есть в парамагнитных областях выше температур Дебая) полтермы электрического сопротивления чистых РЗМ [3] и их сплавов [4] однотипны. Скорость нарастания электрического сопротивления по мере нагрева снижается, а абсолютное значение удельного сопротивления оказывается достаточно высоким, превосходящим типичные значения этого параметра для прочих переходных металлов [3]. Важной особенностью полтерм удельного электросопротивления является то, что они не образуют группу равноотстоящих друг от друга зависимостей, а представляют собой системы пересекающихся кривых. Данная особенность характерна как для чистых РЗМ, так и для исследованных сплавов.

Представляет интерес выяснение вопроса о том, какие механизмы рассеяния могут играть заметную роль в высокотемпературном электросопротивлении РЗМ и их сплавов? Энергетические структуры коллективизиро-

ванных электронов в рассматриваемых металлах, как уже отмечалось, однотипны [5–10]. Поэтому различия в значениях удельных электросопротивлений связаны, в основном, с параметрами ионов [11–13]. Массы ионов при движении по ряду РЗМ от иттрия до лютеция монотонно увеличиваются вдвое. Этот факт должен привести к тому, что удельное электрическое сопротивление РЗМ, обусловленное рассеянием электронов на колебаниях решетки, должно постепенно снижаться при движении от легких металлов к тяжелым [11–13]. Для самых высоких температур, вблизи температур плавления, это так [3,14,15]. В области средних температур, однако, рекордсменом является гадолиний, обладающий наибольшим удельным электрическим сопротивлением среди РЗМ [3]. Следовательно, кроме фононного, значительная роль в рассеянии электронов в рассматриваемой области температур принадлежит иному механизму, магнитному [11].

Магнитные свойства ионов РЗМ значительно различаются. Они определяются  $4f$ -электронами, состояния которых в конденсированной фазе обладают атомными свойствами, и не образуют энергетические зоны [16,17]. У паулевских парамагнетиков (иттрий и лютеций) магнитные моменты ионов равны нулю. У каждого из прочих ионов РЗМ имеется магнитный момент, связанный со спиновым и орбитальным вкладами.

Наибольшее орбитальное и полное квантовые числа у иона гольмия [16,17]. Поэтому, казалось бы, именно гольмий должен обладать наибольшим вкладом магнитного рассеяния в электросопротивление. Однако это не так. Кроме того, температура перехода гольмия в парамагнитное состояние оказывается в два раза ниже, чем у гадолиния, для которого эта температура максимальная среди РЗМ [3]. Ион гадолиния не обладает орбитальным магнитным моментом, но обладает наи-

большим спиновым моментом [16,17]. Таким образом, именно спиновый магнетизм ионов обеспечивает высокое электросопротивление металлического гадолиния и наибольшую температуру перехода в парамагнитное состояние. Данный результат находится в согласии с моделью косвенного обмена, при котором магнитное взаимодействие ионов РЗМ обусловлено именно спином ионов [6,7,16,17].

Кроме рассмотренных выше фононного и магнитного вкладов, в РЗМ и их сплавах присутствует еще и примесное рассеяние электронов. Других значимых механизмов рассеяния в рассматриваемом диапазоне температур нет [11–13]. В соответствии с правилом Маттиссена [11] полное удельное электросопротивление  $\rho$  можно представить в виде

$$\rho = \rho_L + \rho_M + \rho_r, \quad (1)$$

где  $\rho_L, \rho_M, \rho_r$  соответственно фононный, магнитный и примесный компоненты. Для выяснения причин наблюдаемого поведения  $\rho$  РЗМ и сплавов, необходимо оценить доли этих компонентов в полном сопротивлении. Иными словами, необходимо осуществить разделение вкладов в  $\rho$ .

## 2. Методы разделения вкладов в удельное электрическое сопротивление

Процедура разделения влияет на результат, и следовательно, от данной процедуры зависят физические выводы. Существуют три схемы разделения вкладов в  $\rho$ , используемые в настоящее время.

**Первая схема** основана на предположении, что фононное электрическое сопротивление любых металлов, в том числе и переходных, описывается законом Блоха [11]. В соответствии с ним  $\rho_L$  при высоких температурах пропорционально температуре  $\Theta$ . Таким образом, прямая линия, проведенная от начала координат и параллельная высокотемпературному участку политермы  $\rho(\Theta)$ , отождествлялась с высокотемпературным вкладом фононов. Примесный компонент  $\rho_r$  считался не зависящим от температуры, поэтому его значение определялось на основании знания отношения удельных электросопротивлений образца при комнатной температуре и при гелиевой температуре (4.2 К), поскольку при гелиевых температурах остальные вклады в  $\rho$ , кроме примесного, становятся ничтожно малы [11]. Затем по формуле (1) вычислялось  $\rho_M$ .

Рассматриваемая схема использовалась очень широко для переходных металлов (см., например, [3,6,16,18]). Результаты, получаемые таким методом очевидны. В РЗМ величина  $\rho_M$  оказывается значительно больше, чем  $\rho_L$ . Причем, учитывая, что политермы  $\rho(\Theta)$  не прямые, а имеют отрицательную кривизну,  $\rho_L$  зависит от того, для какой области температур на зависимости  $\rho(\Theta)$  определялся „прямолинейный“ участок. Чем

при больших температурах он определен, тем меньшее значение имеет  $\rho_L(\Theta)$ . Вклад, рассматриваемый как магнитный, обнаруживается во всех РЗМ. В частности, в немагнитном иттрии он в несколько раз больше, чем фононное сопротивление и связывается с неким электрон-электронным рассеянием [3]. При этом в РЗМ величины  $\rho_M$  остаются значительными вплоть до температур плавления.

Существуют теоретические модели, позволяющие судить о температурной зависимости  $\rho_M$  в парамагнитной фазе, в области высоких температур. Большая их часть указывает на то, что  $\rho_M$  стремится к константе (т.е., имеет не нулевое значение) [6,16,19–21], или неограниченно возрастает пропорционально температуре [22]. Учитывая то, что как рассматриваемая методика разделения вкладов, так и модели магнитного рассеяния не обладают абсолютной точностью, между полученными экспериментальными результатами разделения вкладов и результатами теоретического рассмотрения противоречия нет. Это, однако, единственный положительный результат данного подхода.

Рассматриваемому методу разделения вкладов присущ недостаток, который является принципиальным — это использование модели Блоха для описания фононного сопротивления переходных металлов. Модель Блоха основана на использовании однополосной модели электронной проводимости, и в стандартном виде [11] не может быть использована для описания свойств переходных металлов, обладающих сложной электронной структурой [11,12]. Строго говоря, однополосная модель предназначена для щелочных металлов и не учитывает специфические процессы переноса заряда в многополосных системах [23]. Именно поэтому при обработке результатов возникают большие по величине вклады в сопротивление, которые, в рамках однополосной модели и рассматриваемой схемы разделения, приписываются магнитному рассеянию. Данные вклады появляются не только в иттрии, но во всех РЗМ — паулевских парамагнетиках. Такие выводы противоречат имеющимся фундаментальным результатам теории явлений переноса в твердых телах [11–13].

Результаты анализа электросопротивления, проведенные по первой схеме, не позволяют понять и ряд других особенностей политерм  $\rho$  РЗМ и сплавов, которые будут рассмотрены ниже, при описании процесса обработки экспериментальных данных (раздел 3). Иными словами, рассматриваемую первую схему разделения вкладов в удельное электросопротивление РЗМ (да и вообще, переходных металлов) следует признать ошибочной. Ошибочны, следовательно, и полученные с ее помощью выводы.

**Вторая схема**, в соответствии с которой можно разделить вклады в  $\rho$ , основана на том, что электросопротивление РЗМ — паулевских парамагнетиков, содержит только примесный и фононный компоненты. В частности, для рассматриваемых РЗМ, паулевскими

парамагнетиками являются иттрий и лютеций. Следовательно, вычитая из  $\rho$  магнитных РЗМ  $\rho$  иттрия или лютеция, можно выделить магнитный вклад в сопротивление [24,25]. Физически данный подход представляется правильным. Выделенная таким образом магнитная составляющая удельного электросопротивления оказывается убывающей при возрастании температуры [24]. Недостатком рассматриваемого подхода является то, что  $\rho$  иттрия при высоких температурах оказывается больше, чем у других РЗМ, и разность удельных сопротивлений становится отрицательной (то есть стремится к отрицательной константе при повышении температуры). В случае, когда вычитается  $\rho$  лютеция, эта разность стремится к положительной константе. Иными словами, данный метод разделения вкладов, несмотря на физическую прозрачность, оказывается неоднозначным.

**Третья схема** разделения вкладов по физической сущности и по своим основным результатам оказывается близка ко второй схеме, однако в данном случае используется перенормировка удельных сопротивлений РЗМ, благодаря чему неоднозначность исключается. Следует отметить, что вторая и третья схемы разделения вкладов применимы только к материалам, имеющим подобные энергетические структуры внешних электронных состояний атомов, и следовательно, коллективизированных электронов в конденсированной фазе. Такими веществами среди элементов Периодической таблицы Д.И. Менделеева оказываются только РЗМ.

Суть метода разделения вкладов в электросопротивление чистых РЗМ изложена, например, в [26]. В основе ее лежит модель двухполосной проводимости Мотта [27] — простейшая модель, предназначенная для описания кинетических явлений в переходных металлах. Отметим, что реально, энергетическая структура коллективизированных электронов в РЗМ более сложная, чем в используемой модели, однако такой упрощенный подход позволяет проследить за основными рассматриваемыми проблемами в аналитической форме, что удобно. Итак, модель рассматривает две энергетические полосы  $s$ - и  $d$ -электронов. Первая  $s$ -полоса имеет сравнительно низкую и слабо изменяющуюся в зависимости от энергии  $W$  плотность электронных состояний  $N_s(W)$ . Вследствие этого,  $s$ -электроны обладают малой эффективной массой [13]. Вторая  $d$ -полоса является узкой, плотность состояний электронов в ней  $N_d(W)$  выше, чем в  $s$ -полосе, и изменяется она в зависимости от энергии электронов значительно более сильно, чем  $N_s(W)$ . Вследствие этого,  $d$ -электроны имеют большую эффективную массу, чем  $s$ -электроны.

Наличие двух энергетических полос электронов позволяет полную проводимость вещества  $\sigma = 1/\rho$  представить в виде суммы проводимостей каждой из полос

$$\sigma = 1/\rho = \sigma_s + \sigma_d, \quad (2)$$

где  $\sigma_s$  и  $\sigma_d$  — проводимости, обусловленные движением  $s$ - и  $d$ -электронов соответственно. Не претендуя на

количественную точность, упростим это соотношение, предположив, что вследствие разных величин эффективных масс  $\sigma_s \gg \sigma_d$  [12]. Тогда

$$\sigma = 1/\rho \approx \sigma_s = 1/\rho_s, \quad (3)$$

где  $\rho_s$  — удельное электрическое сопротивление проводника, создающееся за счет  $s$ -электронов. Величина удельного электрического сопротивления, а, следовательно, и проводимости, ограничивается процессами рассеяния носителей [13]. Вне зависимости от физической природы рассеяния, изменение состояния  $s$ -электрона может происходить двумя путями: либо электрон остается в  $s$ -полосе ( $ss$ -переход, вклад  $\rho_{ss}$ ), либо переходит в  $d$ -полосу ( $sd$ -переход, вклад  $\rho_{sd}$ ). Следовательно,

$$\rho \approx \rho_s = \rho_{ss} + \rho_{sd}. \quad (4)$$

Вероятности переходов определяются, в частности, плотностями электронных состояний вблизи химического потенциала  $\eta$  (то есть, при  $W = \eta$ ) [13]. По оценке Займана [11]

$$\rho_{sd} \approx \rho_{ss} N_d(\eta)/N_s(\eta). \quad (5)$$

Таким образом [25],

$$\begin{aligned} \rho &\approx \rho_{ss} + \rho_{sd} \approx \rho_{ss} + \rho_{ss} N_d(\eta)/N_s(\eta) \\ &= \rho_{ss} [1 + N_d(\eta)/N_s(\eta)], \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\rho_{ss}$  — величина удельного электрического сопротивления, рассчитанная для одной  $s$ -полосы. Если выражение (6) используется для описания фоновой составляющей  $\rho_L$ , то в качестве  $\rho_{ss}$  следует взять, например, формулу Блоха [12]:

$$\rho_{ss}(\theta) = \frac{(3\pi^2)^{1/3} \pi^3 \hbar^3}{4e^2 k} \frac{N^{1/3}}{n_a^{2/3} \theta_R^2 m_A V^{1/3}} \theta, \quad (7)$$

где  $n_a$  — число электронов проводимости на атом,  $m_A$  — масса иона,  $N$  — число ионов в объеме  $V$ ,  $\theta_R$  — кинетическая температура Дебая для электросопротивления,  $k$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона,  $\Theta$  — температура.

На основании (6) и (7) запишем

$$\rho_L = Z(\theta) \frac{\gamma^{1/3}}{\theta_R^2} \frac{\theta}{M^{4/3}}, \quad (8)$$

где  $\gamma$  — плотность,  $M$  — молярная масса проводника,  $Z(\Theta)$  — прочие параметры, включая зависящую от температуры плотность состояний  $d$ -электронов. Функция  $Z(\Theta)$  включает в себя такие параметры, которые оказываются одинаковыми для всех рассматриваемых РЗМ. Значения параметров  $\gamma$ ,  $M$  и  $\Theta_R$  для чистых РЗМ содержатся в справочнике [3].

Функцию  $Z(\Theta)$  можно рассчитать на основании удельного фоновоего электросопротивления иттрия. Зная

ее, можно затем на основании табличных данных о плотности, молярной массе и кинетической температуре Дебая лютетия, рассчитать удельное фоновое электросопротивление лютетия. Полученное сопротивление, как показывает опыт, в пределах погрешности измерений  $\rho$  совпадает с экспериментальным результатом [26]. Это доказывает, что функция  $Z(\Theta)$  является универсальной для всех рассматриваемых РЗМ. Таким образом, при известной функции  $Z(\Theta)$  может быть рассчитано удельное фоновое электросопротивление  $\rho_L$  любого рассматриваемого РЗМ.

Примесное электросопротивление оценивается, как обычно, по соотношению сопротивлений при комнатной температуре и при 4.2 К. В конечном итоге на основании (1) рассчитывается магнитный вклад для каждого металла.

В том случае, когда речь идет о сплавах РЗМ (а это — твердые растворы), вычисления  $\rho_L$  проводятся по той же формуле (8). При этом возникает проблема оценки параметров сплавов, таких как  $\gamma$ ,  $M$  и  $\Theta_R$ , поскольку в литературе данная информация отсутствует. В первом приближении значения этих параметров могут быть оценены, исходя из концентраций компонентов [28]. Для сплавов Y–Ho (иттрий–гольмий) получим

$$M = (1 - x)M_{Ho} + x M_Y, \tag{9}$$

$$\Theta_R = (1 - x)\Theta_{R, Ho} + x \Theta_{R, Y}, \tag{10}$$

$$\gamma = (1 - n)\gamma_{Ho} + n \gamma_Y, \tag{11}$$

$$x = \frac{n}{n + \frac{(1-n)M_Y}{M_{Ho}}},$$

где  $x$  — концентрация иттрия (атомные доли),  $n$  — концентрация иттрия (массовые доли), индексы у  $\gamma$ ,  $M$  и  $\Theta_R$  означают металл, чей параметр используется в формулах. Таким образом, формула (8) оказывается пригодной для расчета фонового электрического сопротивления не только чистых РЗМ, но и их сплавов.

Магнитный компонент удельного электрического сопротивления сплавов может быть рассчитан на основании знания  $\rho_M$  магнитного металла сплава (в рассматриваемом случае это гольмий). Теория показывает, что в парамагнитной фазе величина этого вклада в удельное сопротивление оказывается пропорциональна концентрации магнитных ионов [9], таким образом, имея в виду систему Y–Ho, запишем

$$\rho_{M,(1-x)} = (1 - x)\rho_{M, Ho}. \tag{12}$$

В дальнейшем на основании знания  $\rho_L$  и  $\rho_M$  по формуле (1) может быть рассчитана величина примесного удельного электрического сопротивления сплавов.

### 3. Обработка экспериментальных результатов

Рассмотрим результаты исследований удельного электросопротивления РЗМ и сплавов Y–Ho, представленные в [3,4,14,15,26,28]. В соответствии с рассмотренной выше третьей схемой разделения вкладов, по формуле (8) были рассчитаны фоновые удельные электрические сопротивления  $\rho_L$  чистых РЗМ, оценены примесные сопротивления  $\rho_r$ , и затем вычислены магнитные компоненты  $\rho_M$ . Полученные зависимости, естественно, имели подобный вид, и отличались лишь количественно. На рис. 1 представлены результаты расчетов для Gd, имеющего наибольшее магнитное сопротивление.

Из графиков видно, что по мере нагрева фоновый компонент сопротивления  $\rho_L$  возрастает и приближается к полному  $\rho$ , а магнитный компонент  $\rho_M$  стремится к нулю. Такой ход температурных зависимостей является общим для РЗМ и их сплавов.

На рис. 2 показаны магнитные компоненты удельного электросопротивления для РЗМ, имеющих наибольшие

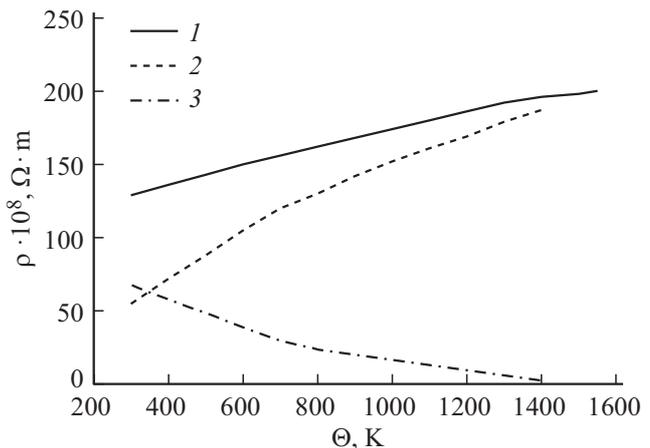


Рис. 1. Удельное электрическое сопротивление Gd и его компоненты (1 —  $\rho$ , 2 —  $\rho_L$ , 3 —  $\rho_M$ ).

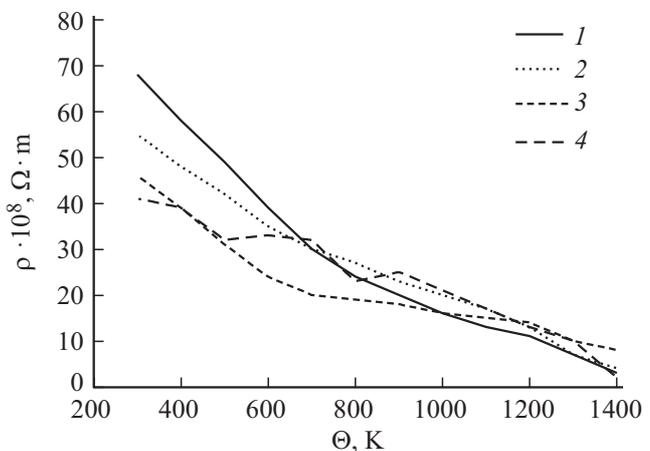


Рис. 2. Магнитный компонент сопротивления  $\rho_M$  Gd, Tb, Dy и Ho. (1 — Gd, 2 — Tb, 3 — Dy, 4 — Ho).

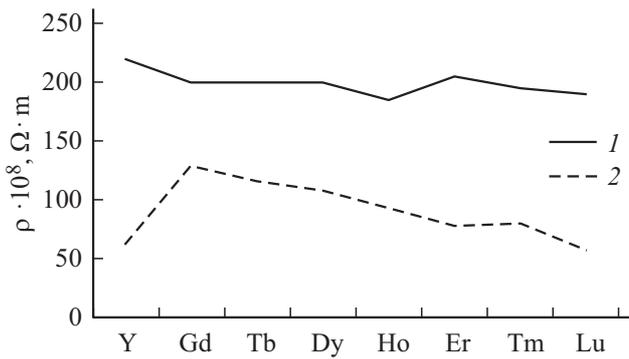


Рис. 3. Полное удельное электрическое сопротивление РЗМ иттриевой подгруппы (1 — 300 К, 2 — 1500 К).

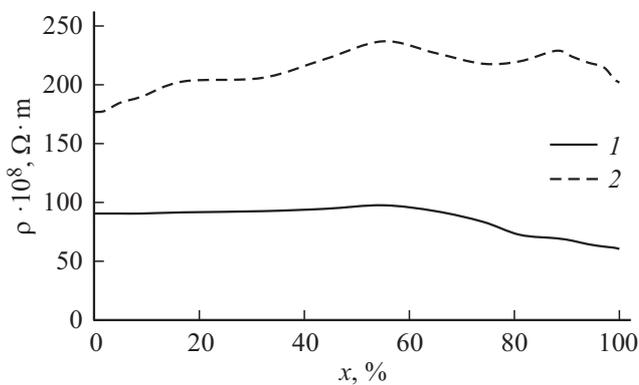


Рис. 4. Концентрационные зависимости полного удельного электрического сопротивления сплавов Y–Ho (1 — 300 К, 2 — 1400 К).

значения  $\rho_M$ , это Gd, Tb, Dy и Ho. Аналогичные результаты и для сплавов. Таким образом, при температурах выше 1000 К роль магнитного рассеяния в рассматриваемых веществах становится мала.

Данный вывод следует и из рассмотрения зависимостей величин  $\rho$  РЗМ для двух значений температуры: комнатной (300 К) и высокой (1500 К), которые представлены на рис. 3.

При комнатной температуре величина магнитного компонента сопротивления велика. Из-за этого  $\rho$  магнитных металлов существенно превышают значения удельных сопротивлений паулевских парамагнетиков Y и Lu. Однако, при высоких температурах ситуация изменяется. Как видно, удельное сопротивление Y становится наибольшим, а по мере приближения к Lu величина  $\rho$  снижается. Этот результат находится в согласии с моделью (8), которая описывает фоновый вклад. Роль магнитного вклада перестает быть заметной.

Аналогичный вывод можно сделать из анализа концентрационных зависимостей  $\rho$  сплавов Y–Ho, показанных на рис. 4. При низких температурах ( $\Theta = 300$  К)  $\rho$  Ho ( $x = 0$ ) больше, чем  $\rho$  Y. Причина этого — магнитное рассеяние. По мере роста концентрации Y (по мере роста  $x$ )  $\rho$  остается практически неизменным до  $x = 60\%$ .

При этом повышение концентрации иттрия и падение доли магнитного сопротивления (12) компенсируются ростом примесного сопротивления, обусловленного увеличением структурного беспорядка в сплаве. Как показывает опыт, между этими влияниями на электросопротивление имеется баланс, и потому  $\rho$  практически не изменяется.

При  $x > 60\%$  падение сопротивления происходит. Это связано как с тем, что снижается магнитное рассеяние, так и с тем, что, снижается примесное рассеяние. Максимум примесного рассеяния, как показывает анализ [28], приходится на середину концентрационной зависимости. Таким образом, при температуре 300 К роль магнитного рассеяния заметна. При температуре 1400 К ситуация иная. Сопротивление Ho меньше, чем сопротивление Y. При движении по концентрационной зависимости наблюдается только эффект от структурного беспорядка (максимум сопротивления вблизи  $x = 50\%$ , правило Нордгейма [11]). Влияние магнитного рассеяния не прослеживается.

Наблюдаемое экспериментально пересечение поли-терм  $\rho$  чистых РЗМ [3,14,15] и их сплавов [4,28] как раз и вызвано тем, что по мере роста температуры снижается величина  $\rho_M$  практически до нуля, и основным рассеивающим фактором становятся колебания решетки.

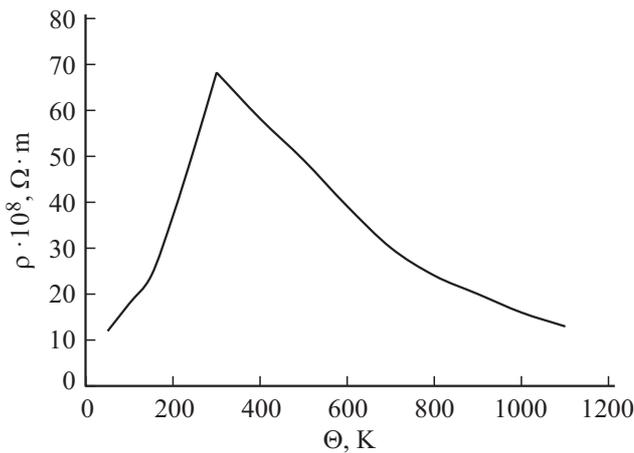
Рассмотренные особенности концентрационных и температурных зависимостей удельных электросопротивлений РЗМ и их сплавов не находят объяснения в том случае, если принять, что  $\rho_M$  при высоких температурах является постоянной величиной (как это следует из первой схемы разделения вкладов).

Таким образом, имеющийся экспериментальный материал позволяет утверждать, что магнитное сопротивление в парамагнитных РЗМ и их сплавах дает заметный вклад в  $\rho$  только при средних температурах. При высоких температурах этого вклада практически нет.

#### 4. Обсуждение полученных результатов

Проблема, возникшая из рассмотрения температурной зависимости  $\rho_M$  РЗМ и их сплавов, заключается в том, что на сегодняшний день отсутствует физическая модель, объясняющая снижение магнитного электросопротивления парамагнитных металлов при нагреве. Следует отметить, что и при низких температурах, когда магнитные структуры РЗМ находятся в упорядоченном состоянии, модели не дают достаточно точного описания температурной зависимости  $\rho_M(\Theta)$ .

Для иллюстрации этого лучше всего провести анализ свойств гадолиния, поскольку его  $\rho_M$  наибольшее, и потому относительная погрешность оценки минимальна. Процесс выделения  $\rho_M$  проведем по третьей схеме, вычисляя  $\rho_L$  по формуле (8). Для низкотемпературной области воспользуемся литературными данными для  $\rho$



**Рис. 5.** Магнитный компонент электросопротивления  $\rho_M$  Gd в ферромагнитной и парамагнитной областях температур.

из справочника [3]. Соответствующий результат показан на рис. 5.

Видно, что  $\rho_M$  это дополнительный вклад в  $\rho$ , обеспечивающий превышение величины сопротивления над фоновым и примесным вкладами. Максимальная величина  $\rho_M$  соответствует температуре Кюри  $\Theta_C$  [3]. Закономерности, определяющие изменение сопротивления при нагреве, неодинаковы для ферромагнитной и парамагнитной областей. Неодинаковы, естественно, и физические причины, ответственные за рост и снижение  $\rho_M$ . Аппроксимация полученных результатов дает следующие соотношения:

$$\text{для } \Theta < \Theta_C: \rho_M = 14 \cdot 10^{-11} \cdot \Theta^{3/2}, \Omega \cdot \text{m}, \quad (13)$$

$$\text{для } \Theta > \Theta_C: \rho_M = 145 \cdot 10^{-8} \exp(-2.2 \cdot 10^{-3} \Theta), \Omega \cdot \text{m}. \quad (14)$$

Опыт показывает, что в ферромагнитной фазе рост  $\rho_M$  происходит по степенному закону (13). Такой ход поллитермы, в целом, соответствует имеющимся теоретическим представлениям о роли магнитного рассеяния [6,16]. Однако, показатель степени 3/2 установлен только для „экзотического случая“: рассеяния электронов на двумерных спиновых волнах вблизи границ доменов [16]. Достаточно общего решения этой задачи, позволяющего оценить  $\rho_M$  ферромагнитного металла в рамках модели многополосной проводимости, до сих пор нет.

В области высоких температур  $\Theta > \Theta_C$  опыт показывает, что величина магнитного сопротивления уменьшается практически до нуля. Убывание происходит по экспоненциальному закону (14). На сегодняшний день нет моделей, опирающихся на „первые принципы“, и позволяющие понять данный факт. Как уже отмечалось выше, теоретические расчеты дают иные результаты:  $\rho_M$  либо остается неизменным, либо даже возрастает при нагреве в парамагнитной области. Парамагнитная

фаза рассматривается как область наивысшего магнитного беспорядка в системе, благодаря чему в большинстве моделей  $\rho_M$  достигает максимума при  $\Theta_C$  и далее при повышении температуры остается неизменным. Таким образом, имеющиеся модели противоречат опыту.

Вместе с тем, постоянство  $\rho_M$  при высоких температурах является следствием приближений, сделанных при проведении вычислений. В частности, рассмотрим классический результат оценки  $\rho_M$  [6]. В парамагнитном состоянии величина сопротивления определяется функцией де Жена  $G$ :

$$G = (g_J - 1)^2 J(J + 1), \quad (15)$$

$$\rho_M = \frac{3\pi N m_e^*}{8\hbar e^2 \eta V} A_0^2 G, \quad (16)$$

где  $g_J$  — фактор (множитель) Ланде [6],  $J$  — полное квантовое число иона РЗМ [17],  $A_0$  — параметр обмена (обменный интеграл),  $N$  — число ионов в объеме  $V$ ,  $m_e^*$  — эффективная масса электрона проводимости,  $\eta$  — химический потенциал (уровень Ферми) электронов проводимости,  $e$  — заряд электрона. В выражении (16) все представленные величины являются константами, в том числе и обменный интеграл  $A_0$ . Реально, однако, этот параметр косвенного обмена зависит от взаимного расстояния между ионами металла. Как известно, спиновая плотность электронов проводимости в зависимости от расстояния при косвенном обмене является осциллирующей функцией [6,17,29] (подобно тому, как осциллирует плотность электрического заряда экранированного потенциала примеси [30]). Естественно, что и величина обменного интеграла должна оказаться зависящей от расстояния между ионами, и следовательно, от температуры. Это обстоятельство должно привести к температурному изменению  $\rho_M$ . К сожалению, последовательные расчеты, учитывающие непостоянство обменного интеграла, не произведены. Не рассмотрены и процессы многополосного рассеяния при оценке  $\rho_M$ .

Хотелось бы отметить, что при оценке  $\rho_M$  не только РЗМ, но и других переходных металлов и сплавов, также наблюдаются противоречия между экспериментом и модельными представлениями [31].

Таким образом, в настоящее время задача адекватного описания магнитного компонента рассеяния электронов в переходных, в том числе редкоземельных металлах, в широком диапазоне температур не решена. Проблема эта принадлежит к разряду фундаментальных, ее решение необходимо для выяснения физики магнетизма и физики явлений переноса в переходных металлах при высоких температурах.

## 5. Выводы

Экспериментальное исследование удельного электрического сопротивления РЗМ и их сплавов позволило установить, что магнитный компонент электрического

сопротивления в парамагнитной фазе в твердом состоянии снижается по мере нагрева.

Методы теоретического описания магнитного рассеяния, разработанные к настоящему времени, противостоят данному результату.

### Финансирование работы

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

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Н.Л. Глинка. Общая химия / Под ред. А.И. Ермакова. Интеграл-Пресс, М. (2000). 728 с.
- [2] М.Ю. Черноскутов, А.Д. Ивлиев, В.В. Мешков, А.О. Самойлов, А.С. Соснин. Измерительная техника **5**, 60 (2018).
- [3] В.Е. Зиновьев. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. Металлургия, М. (1989). 384 с.
- [4] М.Ю. Черноскутов, А.Д. Ивлиев, В.В. Мешков. В сб.: XV Рос. конф. (с международным участием) по теплофизическим свойствам веществ (РКТС-15) и научная школа для молодых ученых. Тезисы докл. (Москва, 15–17 октября 2018 г.) Янус-К, М. (2018). С. 90.
- [5] Handbook on the Physics and Chemistry of the Rare Earths / Ed. K.A. Gschneider Jr, L. Eyring. North-Holland, Amsterdam (1978). 1: Metals.
- [6] К. Тейлор, М. Дарби. Физика редкоземельных соединений. Мир, М. (1974). 375 с.; [K.N.R. Taylor, M.I. Darby. Physics of Rare Earth Solids. Chapman and Hall Ltd., London. (1972)].
- [7] С.А. Никитин. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. МГУ, М. (1989). 248 с.
- [8] Y. Wang, M.Y. Chou. Phys. Rev. B **44**, 10339 (1991).
- [9] R.I.R. Blyth, S.D. Barrett, S.S. Dhesi, R. Cosso, N. Heritage, A.M. Begeley, R.G. Jordan. Phys. Rev. B **44**, 5423 (1991).
- [10] В.В. Немощкаленко, В.Н. Антонов, В.Г. Алешин. Докл. АН СССР **228**, 837 (1976).
- [11] Дж. Займан. Электроны и фононы. Изд-во ИЛ, М. (1962). 488 с.; [J.M. Ziman. Electrons and Phonons. Oxford at the Clarendon Press (1960). 397 p.].
- [12] Ф. Блатт. Физика электронной проводимости в твердых телах. Мир, М. (1971). 470 с.; [F.J. Blatt. Physics of Electronic Conduction in Solids. McGraw-Hill Book Company (1968)].
- [13] Н.Ашкрофт, Н. Мермин. Физика твердого тела. Мир, М. (1979). 1. 399 с.; 2. 422 с.; [N.W. Ashcroft, N.D. Mermin. Solid State Physics. Holt, Rinehart and Winston, N.Y. (1976)].
- [14] А.Д. Ивлиев. Высокотемпературные теплофизические свойства твердых редкоземельных металлов. Дис. докт. физ. мат. наук. Уральский горный институт им. В.В. Вахрушева, Екатеринбург (1991). 455 с.
- [15] А.Н. Поздеев, А.Д. Ивлиев, А.А. Куриченко, Е.З. Ривман, Н.И. Морева. ФММ **9**, 85 (1990).
- [16] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.
- [17] Р. Уайт. Квантовая теория магнетизма. Мир, М. (1985). 303 с.; [R.M. White. Quantum Theory of Magnetism. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg N.Y. (1983)].
- [18] В.Ю. Ирхин, Ю.П. Ирхин. Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в *d*- и *f*-металлах и их соединениях. УрО РАН, Екатеринбург. (2004). 472 с.
- [19] A. Watabe, T. Kasuya. J. Phys. Soc. Jpn **26**, 64 (1969).
- [20] R. Jullien, M.T. Beal-Monod, B. Coqblin. Phys. Rev. B **9**, 1441 (1974).
- [21] В.И. Гребенников, Ю.И. Прокопьев. ФММ **60**, 213 (1985).
- [22] В.Т. Швец. ФТТ **33**, 261 (1991).
- [23] Ю.Ю. Циовкин, Л.Ю. Вишнеков, А.Н. Волошинский. ФММ **8**, 76 (1991).
- [24] H.-J. Güntherodt, E. Hauser, H.U. Künzi. Proc. 3rd Int. Conf. on Liquid Metals. Bristol, 1976; Inst. Phys. Conf. Ser. N 30, Bristol and London. (1977) P. 324.
- [25] A.T. Burkov, M. Vedernikov, E. Grats. Physica B **176**, 263 (1992).
- [26] А.Д. Ивлиев. ФММ **75**, 9 (1993).
- [27] N.F. Mott. Proc. Phys. Soc. **47**, 571 (1935).
- [28] А.Д. Ивлиев, М.Ю. Черноскутов, В.В. Мешков, А.А. Куриченко, Н.И. Морева. В кн.: V Междунар. научно-техн. конф. „Современные методы и средства исследования теплофизических свойств веществ“. 23–24 мая 2019 г. Сб. трудов. ИТМО, СПб (2019). С. 8. eLIBRARY.RU <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=42140558>
- [29] К.П. Белов. Редкоземельные магнетики и их применение. Наука, М. (1980). 239 с.
- [30] Дж. Займан. Принципы теории твердого тела. Мир, М. (1974). 472 с.; [J.M. Ziman. Principles of the Theory of Solids. Cambridge at the University Press. (1972)].
- [31] А.Д. Ивлиев, Ю.В. Глаголева. ФТТ **53**, 1106 (2011).

Редактор К.В. Емцев