

УДК 536.42: 546.664

Плотность и тепловое расширение диспрозия в интервале температур 110–1950 К*

Ю.М. Козловский, С.В. Станкус

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: stankus@itp.nsc.ru

Представлены результаты dilatометрического исследования термического коэффициента линейного расширения диспрозия в интервале температур 110–590 К. Измерения проведены с погрешностью $(1,5-2,0) \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$. Получены аппроксимационные зависимости данного коэффициента с привлечением ранее выполненных исследований плотности диспрозия гамма-методом, рассчитаны справочные таблицы термических свойств для интервала 110–1950 К твердого и жидкого состояний. Установлен характер изменения термического коэффициента линейного расширения в области точки Нееля. Определены его критические индексы и критические амплитуды. Показано, что и выше, и ниже температуры Нееля экспериментальные данные не удается обработать одним уравнением скейлингового типа. Проведено сопоставление с известными литературными данными.

Ключевые слова: коэффициент теплового расширения, плотность, диспрозий, твердое и жидкое состояния, точка Нееля.

Введение

Подробные обзоры работ по измерению теплового расширения диспрозия, выполненных до начала 70-х годов прошлого столетия, приводятся в известных справочных изданиях [1, 2]. Существует несколько экспериментальных исследований более позднего периода [3–5], однако нигде, включая [1, 2], не приводятся ни первичные данные, ни аппроксимационные уравнения, ни табулированные значения термического коэффициента линейного расширения (ТКЛР) диспрозия в области отрицательных температур. Результаты измерений представлены лишь в виде небольших графиков, которые позволяют судить только об общем характере изменения ТКЛР в зависимости от температуры. Тем не менее, было установлено, что в точке Нееля термический коэффициент линейного расширения диспрозия по кристаллографическим осям ГПУ¹-решетки имеет острые пики, причем вдоль плотноупакованных плоскостей ТКЛР является положительным, а перпендикулярно им — отрицательным.

Цель настоящей работы — детальное исследование теплового расширения поликристаллического диспрозия в области точки Нееля, получение аппроксимационных зависимостей для всего температурного интервала и критических индексов ТКЛР для перехода антиферромагнетик-парамагнетик.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-08-00137).

¹ ГПУ — гранцентрированная плотноупакованная кристаллическая решетка.

© Козловский Ю.М., Станкус С.В., 2015

Методика и экспериментальная техника

Тепловое расширение диспрозия исследовалось на горизонтальном dilatометре DIL-402С с держателем и толкателем, изготовленными из плавленого кварца. Методика проведения экспериментов подробно описана в работах [6–7]. Образец устанавливался на подставке из плавленого кварца и зажимался между держателем и толкателем с усилием 45 сН, которое поддерживалось постоянным в ходе всего эксперимента. Удлинение измерялось индуктивным датчиком перемещения (LVDT) с разрешением 1 нм, а температура – термопарой (тип S), королек которой располагался в непосредственной близости от боковой поверхности образца. Измерения проводились при нагреве–охлаждении печи со скоростью 0,5 или 2 К/мин и 30-минутной изотермической выдержке при максимальной и минимальных температурах. Регистрация температуры и удлинения образца проводилась каждые две секунды, что позволяло получать данные с шагами около 0,017 или 0,07 К. Перед экспериментом установка вакуумировалась (1 Па) и заполнялась гелием (99,995 об. %), который дополнительно очищался устройством очистки и осушки инертных газов — ЭПИШУР-А 11 СЛ.

Учет нелинейности характеристики датчика перемещений, отличия в температурах и коэффициентах линейного расширения материалов держателя и толкателя и т.д. проводился путем измерения нулевого хода dilatометра. Нулевой ход определялся на стандартном образце плавленого кварца длиной 25 мм и диаметром 6 мм, сертифицированном фирмой NETZSCH в условиях, идентичных условиям основных экспериментов. Определенный таким образом нулевой ход воспроизводился в пределах 0,2 мкм.

Результаты измерений представлялись в виде температурной зависимости относительного удлинения образцов ε при нагреве или охлаждении:

$$\varepsilon(T) = (L(T) - L_{293}) / L_{293}, \quad (1)$$

где L_{293} и $L(T)$ — длина образца при 293,15 К и T соответственно. Термический коэффициент линейного расширения α и истинный термический коэффициент линейного расширения (ИТКЛР) α^* рассчитывались по формулам

$$\alpha(T) = \frac{1}{L_{293}} \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_p, \quad (2)$$

$$\alpha^*(T) = \frac{1}{L} \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_p = \frac{\alpha(T)}{1 + \varepsilon(T)}, \quad (3)$$

где p — давление.

Для получения температурной зависимости ТКЛР данные по относительному удлинению численно дифференцировались с помощью выражения

$$\alpha(T_i) = \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i}{T_{i+1} - T_i} + \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_{i-1}}{T_i - T_{i-1}} \right),$$

где $\varepsilon_i = \varepsilon(T_i)$ — относительное удлинение при температуре T_i . Реальный интервал определения термического коэффициента линейного расширения ($T_{i+1} - T_i$) не превышал 0,2 К (вблизи точки Нееля он составлял 0,07 К), что обеспечивало аппроксимацию производной $(\partial \varepsilon / \partial T)_p$ с погрешностью менее $1 \times 10^{-8} \text{ K}^{-1}$. Прямое численное дифференцирование экспериментальных данных позволяет прямо получить температурную зависимость ТКЛР, а не выполнять дифференцирование аппроксимационного уравнения для относительного удлинения. Последнее вносит дополнительную погрешность в α , обусловленную неоднозначностью выбора вида зависимости $\varepsilon(T)$, а также не выявляет особенностей поведения линейного коэффициента термического расширения в области фазовых превращений.

Систематическая погрешность определения ТКЛР определялась в экспериментах с образцами алюминия (99,99 мас. %) длиной 25 мм в условиях, идентичных условиям основных экспериментов с диспрозием. Эксперименты показали, что отличие полученных

в настоящих экспериментах и справочных данных по ТКЛР [8] не превышает $(1,5-2) \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$ и в среднем составляет $8 \times 10^{-8} \text{ K}^{-1}$.

Результаты измерений и обсуждение

Образцы диспрозия были получены многократной вакуумной дистилляцией технически чистого металла на конденсатор с регулируемой температурой. По данным химического анализа содержание основного компонента в рафинированном металле превышало 99,98 мас. %. Основными примесями являлись: кислород — $2 \times 10^{-3} \%$, углерод — $2 \times 10^{-3} \%$, медь — $5 \times 10^{-3} \%$, сопутствующие редкоземельные металлы — $5 \times 10^{-3} \%$. Для получения плотного поликристаллического металла дистиллированный диспрозий был переплавлен в танталовом тигле. Вырезанный из слитка образец предварительно отжигался в вакууме (1 мПа) при 1300 К в течение четырех часов для снятия остаточных напряжений и удаления растворенного водорода, который оказывает сильное влияние на свойства редкоземельных металлов [9].

Тепловое расширение диспрозия было исследовано dilatометрическим методом в интервале температур 110–580 К в нескольких циклах нагрева–охлаждения образцов. На рис. 1 представлены типичные результаты измерений, полученные в одном из экспериментов. Резкий минимум на температурной зависимости $\alpha(T)$ связан с переходом антиферромагнитного диспрозия (ГПУ1-фаза) в парамагнитное состояние (ГПУ2-фаза). Следует отметить, что переход диспрозия из антиферромагнитного в парамагнитное состояние четко заметен не только на кривой ТКЛР, но и на зависимости относительного удлинения (как и у гадолиния в точке Кюри [10]). Температура минимума ТКЛР, которая принималась за точку Нееля, при одинаковых условиях эксперимента (скорость, режим) воспроизводилась в пределах 0,1 К, определенная по нагревам, она составила

$$T_N = 181,7 \pm 1,5 \text{ K}, \quad (4)$$

что в пределах погрешности совпадает с данными $T_N = 180,77 \text{ K}$ [4], $T_N = 180,3-180,8$ [11] и несколько выше $T_N = 179,9 \text{ K}$ [12]. Скорее всего, это связано с различной чистотой образцов, т.к. известно, что технологические примеси понижают температуру Нееля диспрозия [4, 11].

Значение ТКЛР в точке Нееля, определенное по первичным данным, составило

$$\alpha(T_N) = -9,2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}. \quad (5)$$

Из рис. 1 видно, что описать температурную зависимость ТКЛР диспрозия единой зависимостью не представляется возможным. Поэтому весь интервал измерений разбивался на семь областей, в которых проводилась раздельная обработка данных. Температуры границ областей определялись из условия равенства на них ТКЛР. Вне температурных интервалов, непосредственно прилегающих к точке Нееля, первичные данные аппроксимировались методом наименьших квадратов полиномами вида

$$\alpha(T) = \sum_{i=0}^k A_i t^i, \quad (6)$$

где $t = T - 293,15 \text{ K}$.

Анализ показал, что в пределах случайных погрешностей все экспериментальные данные по ТКЛР совпадают между собой. Вне области перехода антиферромагнетик–парамагнетик аппроксимационные уравнения были получены совместной обработкой двух нагревов диспрозия (двух нагревов и двух охлаждений при высоких температурах), а вблизи T_N нагревы обрабатывались раздельно. В табл. 1 приведены результаты аппроксимации. Для единообразия коэффициенты уравнения (6) для третьей и четвертой областей рассчитывались в линейном приближении по сглаженным значениям $\alpha_2(T)$ на верхней границе области 2, $\alpha_4(T)$ на нижней границе области 4 и по величинам T_N и $\alpha(T_N)$, найденным из (4), (5).

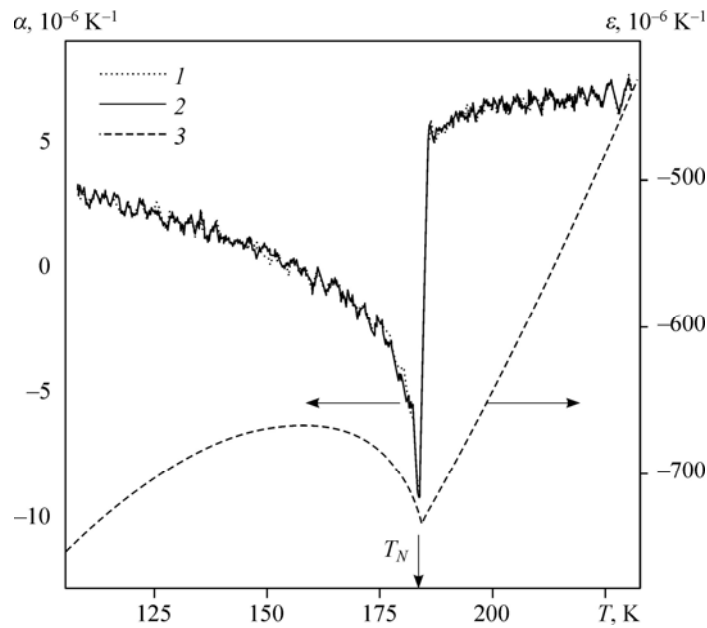


Рис. 1. Первичные данные по термическому коэффициенту линейного расширения (1, 2) и относительному удлинению (3) диспрозия.

На рис. 2 приведено сопоставление полученных данных с результатами других работ. Погрешность ТКЛР в работе [1] составляет 5–10 %, в работах [2–4] — не приведена, в [5] — 4–10 %. В пределах оцениваемых погрешностей данные, полученные в настоящей работе, совпадают с данными [1] выше 480 К, с данными [2] — в интервале 220–300 К и с данными [5] — при всех положительных температурах. Хорошее согласование данных настоящих измерений с рекомендациями работы [5] (отличие 0,14 % или $1,3 \times 10^{-8} \text{ K}^{-1}$) позволяет использовать полученные результаты для построения политерм термических свойств в интервале температур 600–1683 К (области 8, 9 в табл. 1).

Уравнения (6) и функциональная связь α от ϵ позволяют получить при помощи интегрирования ТКЛР с дополнительным условием $\epsilon(293,15 \text{ K}) = 0$ температурную зависимость относительного удлинения, которая согласована с температурной зависимостью ТКЛР. Эти данные вместе с рентгеновским значением плотности при комнатной температуре [12]

$$\rho_R = (8551 \pm 2) \text{ кг/м}^3 \tag{7}$$

Таблица 1
Коэффициенты уравнений (6) и случайные погрешности аппроксимации

№ обл.	Интервал, К	$A_0 \times 10^6, \text{ K}^{-1}$	$A_1 \times 10^7, \text{ K}^{-2}$	$A_2 \times 10^9, \text{ K}^{-3}$	$A_3 \times 10^{12}, \text{ K}^{-4}$	$\Phi^*(\alpha), 10^{-7}, \text{ K}^{-1}$
1	110–170,2	-76,107	-12,6768	-7,101	-13,8127	0,2
2	170,2–180,7	-3047,184	-732,961	-589,3958	-1583,58	0,5
3	180,7–181,7	-341,88	-29,85	—	—	—
4	181,7–183,2	1063,4	96,24	—	—	—
5	183,2–197,2	15,193	0,9056	—	—	0,25
6	197,2–268,2	7,347	0,01523	-0,07613	—	0,7
7	268,2–600	7,369	0,04465	0,0050695	—	0,25
8	600–1653	6,985	0,06982	0,00061	—	—
9	1653–1683	22,88	0,02813	—	—	—

* $\Phi(\alpha)$ — средняя случайная погрешность аппроксимации первичных данных для доверительной вероятности 95 %. Для 8-ой и 9-ой областей приведены результаты измерений термических свойств диспрозия гамма-методом, выполненных авторами в работе [5].

Рис. 2. Сопоставление данных по термическому коэффициенту линейного расширения диспрозия.

Результаты работ [1] — 1, [2] — 2, [5] — 3, настоящей работы — 4.

дают возможность определить и поли-терму плотности твердого диспрозия от 110 до 1683 К. Расчеты показали, что плотность при температуре плавления ($T_f = 1683 \pm 4$ К [5]) составляет

$$\rho_S = (8122 \pm 28) \text{ кг/м}^3. \quad (8)$$

Согласно работе [5], скачок плотности при плавлении диспрозия находится как

$$\delta\rho_f = (1,53 \pm 0,15) \%, \quad (9)$$

а значение объемного коэффициента расширения расплава

$$\beta_L = (6,34 \pm 0,60) \times 10^{-5} \text{ К}^{-1}. \quad (10)$$

Используя величины (7)–(10), легко получить уравнение для температурной зависимости плотности жидкого диспрозия:

$$\rho_m(T) = 7998 - 0,507 (T - 1683) \text{ кг/м}^3. \quad (11)$$

В табл. 2 приведены рекомендуемые значения плотности, относительного удлинения и термических коэффициентов расширения диспрозия в интервале температур 110–1950 К, полученные по описанной выше процедуре. Следует еще раз подчеркнуть, что данные для всех свойств согласованы как между собой, так и для твердого и жидкого состояний.

В области магнитного фазового перехода обработка проводилась (следуя [11, 13]) также с использованием скейлинговских зависимостей. Для этого из значений $\alpha^*(T)$ выделялся магнитный вклад

$$\alpha_{\text{mag}}^*(T) = \alpha^*(T) - \alpha_{\text{para}}^*(T), \quad (12)$$

где $\alpha_{\text{para}}^*(T)$ находилась аппроксимацией экспериментальных данных в интервале температур 270–580 К парамагнитного состояния диспрозия:

$$\alpha_{\text{para}}^*(T) = 7,361 + 4,45 \times 10^{-3} T - 5,07 \times 10^{-6} T^2, \quad (13)$$

T представлена в К, α — в 10^{-6} К^{-1} .

Магнитная составляющая ИТКЛР записывалась в виде

$$\alpha_{\text{mag}}^* = A|\tau|^a + B, \quad (14)$$

где A, B — константы, a — критический индекс ИТКЛР, а $\tau = (T - T_N)/T_N$ — приведенная температура. Очевидно, что $B = \alpha_{\text{mag}}^*(T_N)$. Тогда, вводя новую переменную $Y_{\text{mag}} = \alpha_{\text{mag}}^* - \alpha_{\text{mag}}^*(T_N)$, из (14) получим

$$\ln(Y_{\text{mag}}) = \ln(A) + a \ln(|\tau|). \quad (15)$$

Как видно из (15), проводя линейную аппроксимацию $\ln(Y_{\text{mag}})$ по $\ln(|\tau|)$, можно вычислить значения критической амплитуды A и критического индекса a .

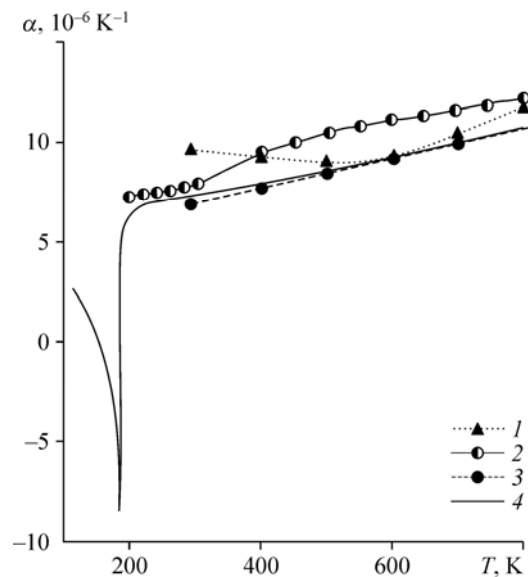


Таблица 2

Сглаженные значения термических коэффициентов линейного и объемного расширения, относительного удлинения и плотности диспрозия*

Фаза	T, К	$\alpha, 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	$\beta, 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	$\varepsilon, 10^{-6}$	$\rho, \text{ кг/м}^3$	Погрешность		
						ρ	α, β	
ГПУ1	110	2,73	0,82	-762	8571	0,08	-	
	120	2,20	0,66	-738	8570	0,08	-	
	140	1,10	0,33	-704	8569	0,08	-	
	160	-0,60	-0,18	-698	8569	0,07	-	
	170	-1,89	-0,57	-710	8569	0,07	-	
	178	-4,39	-1,32	-733	8570	0,07	-	
	180	-5,67	-1,70	-743	8570	0,07	-	
	181	-7,11	-2,13	-749	8570	0,07	-	
	T_N	181,7	-9,20	-2,76	-755	8570	0,07	-
		182	-6,31	-1,90	-757	8570	0,06	-
		183,2	5,24	1,57	-758	8570	0,06	3
		190	5,85	1,76	-720	8569	0,06	3
		200	6,54	1,96	-657	8568	0,06	2
		220	6,83	2,05	-523	8564	0,06	2
ГПУ2	240	7,05	2,12	-385	8561	0,05	2	
	260	7,21	2,16	-242	8557	0,05	2	
	293,15	7,37	2,21	0	8551	0,05	2	
	300	7,40	2,22	51	8550	0,05	2	
	400	7,90	2,37	815	8530	0,06	2	
	500	8,51	2,55	1635	8509	0,07	3	
	600	9,22	2,76	2520	8487	0,08	3	
	700	9,93	2,97	3476	8462	0,10	6	
	800	10,68	3,19	4506	8436	0,12	5	
	900	11,45	3,41	5612	8409	0,14	4	
	1000	12,23	3,64	6796	8379	0,16	4	
	1100	13,02	3,87	8058	8348	0,18	4	
	1200	13,82	4,11	9399	8314	0,20	5	
	1300	14,63	4,34	10822	8279	0,22	6	
	1400	15,46	4,58	12326	8242	0,24	7	
	1500	16,30	4,82	13914	8204	0,26	8	
	1600	17,15	5,07	15587	8163	0,28	9	
	T_i^-	1653	17,61	5,20	16508	8141	0,30	10
	T_i^+	1653	26,70	7,88	16508	8141	0,32	20
	ОЦК	1675	26,76	7,89	17096	8127	0,34	20
T_f^-	1683	26,79	7,90	17310	8122	0,35	20	
T_f^+	1683	-	6,34	-	7998	0,39	10	
расплав	1700	-	6,35	-	7989	0,40	10	
	1800	-	6,39	-	7938	0,42	10	
	1900	-	6,43	-	7888	0,44	10	
	1950	-	6,45	-	7862	0,45	10	

* Примечание. $\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$, где p — давление; ГПУ1 — антиферромагнитная фаза, ГПУ2 — парамагнитная фаза; T_i и T_f — температуры структурного перехода и плавления соответственно; ОЦК — объемноцентрированная кубическая кристаллическая решетка; индексы “-” и “+” относят свойства к состояниям выше и ниже температур фазовых превращений.

Практическая реализация процедуры обработки происходила следующим образом. Для каждого термического цикла по первичным экспериментальным данным определялось положение минимума ИТКЛР и соответствующие ему T_N и $\alpha(T_N)$, которые в дальнейшем использовались при расчетах приведенной температуры и коэффициента B .

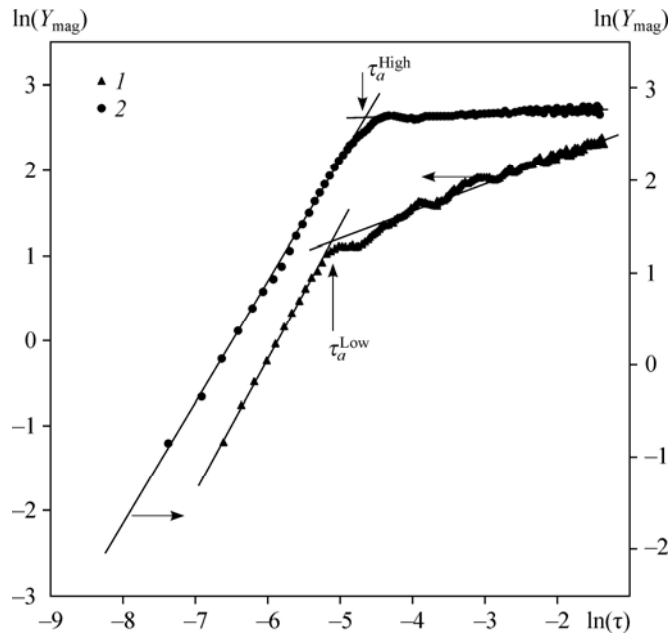


Рис. 3. Типичные результаты аппроксимации данных по $\ln(Y_{\text{mag}})$ ниже (1) и выше (2) точки Нееля.

Линии — аппроксимационные уравнения (15), τ_a — приведенная температура, при которой пересекаются аппроксимационные уравнения.

Расчеты показали, что, как и в работах [10, 14], экспериментальные данные в окрестности точки магнитного фазового перехода не аппроксимируются одним уравнением (15). При значениях приведенной температуры

$$\tau_a^{\text{Low}} = (5 \pm 0,6) \times 10^{-3}, \quad \tau_a^{\text{High}} = (10 \pm 0,7) \times 10^{-3} \quad (16)$$

как ниже (τ_a^{Low}), так и выше (τ_a^{High}) точки Нееля наблюдался излом на зависимости $\ln(Y_{\text{mag}}) = f[\ln(|\tau|)]$ (рис. 3). По этой причине аппроксимация выполнялась отдельно в областях выше и ниже точки излома с исключением переходной области.

Для уточнения температуры Нееля проводилась вариация¹ величины T_N с тем, чтобы в области, прилегающей к точке Нееля ($\tau < \tau_a$), уравнение (15) аппроксимировало экспериментальные данные с наименьшим среднеквадратичным отклонением. Дополнительным требованием было также нахождение всех точек в доверительных границах случайной погрешности аппроксимации (95 % вероятность). Такая процедура, аналогичная [15], обеспечивала адекватность и устойчивость результатов обработки.

Результаты приведены в табл. 3. Величины τ_a (16) определялись по точке пересечения аппроксимирующих зависимостей (рис. 3) с последующим усреднением по всем термическим циклам. В (16) приведена случайная погрешность среднего значения.

Анализируя данные, представленные в табл. 3, можно заключить, что в областях, непосредственно примыкающих к точке Нееля как выше, так и ниже ее, значения критических индексов a и критических амплитуд A практически совпадают между собой. Все критические индексы имеют положительное значение, а абсолютная величина a существенно больше классического индекса для изобарной теплоемкости (0,10...0,14). Положительное значение критического индекса и совпадение вышеперечисленных свойств в точке Нееля при приближении к ней с обеих сторон соответствует существующим теоретическим представлениям [16, 17].

¹ Оказалось, что для достижения результата достаточно изменять температуру Нееля в пределах $\pm 0,05$ К.

Таблица 3

Критический индекс a и критическая амплитуда A истинного термического коэффициента линейного расширения диспрозия в области точки Нееля

Режим	$T < T_N$				$T > T_N$			
	$ \tau < 5 \times 10^{-3}$		$ \tau > 5 \times 10^{-3}$		$ \tau < 1 \times 10^{-2}$		$ \tau > 1 \times 10^{-2}$	
	a	$\ln(A)$	a	$\ln(A)$	a	$\ln(A)$	a	$\ln(A)$
Нагрев 1	1,52	8,93	0,32	2,79	1,73	10,81	0,030	2,79
Нагрев 2	1,62	9,28	0,34	2,65	1,81	10,65	0,051	2,81
Нагрев 3	–	–	0,32	2,83	–	–	0,026	2,81
Охл. 1	1,77	10,03	–	2,94	1,76	10,70	–	2,91
Охл. 2	–	–	0,37	2,68	–	–	0,053	2,72
< >	1,64	9,41	0,34	2,78	1,77	10,72	0,04	2,81
СКО	0,14	0,56	0,025	0,12	0,04	0,08	0,014	0,068

Примечание. < > — усредненное значение, СКО — среднеквадратичное отклонение от усредненного значения.

Заклучение

Новые экспериментальные данные по термическому коэффициенту линейного расширения твердого диспрозия в пересекающихся интервалах температур согласуются с большинством литературных данных и являются наиболее подробными. Критические показатели ИТКЛР выше и ниже точки Нееля совпадают между собой и являются положительными. Наличие излома на зависимости логарифма магнитной составляющей ИТКЛР диспрозия от логарифма приведенной температуры требует дополнительных исследований.

Список литературы

1. Touloukian Y.S., Kirby R.K., Taylor R.E., Desai P.D. Thermal expansion. Metallic elements and alloys // Thermophys. Prop. Matter. N.Y., Washington: IFI / Plenum, 1975. Vol. 12. 1348 p.
2. Новикова С.И. Тепловое расширение твердых тел. М.: Наука, 1974. 294 с.
3. Tindall D.A., Steinitz M.O. First- and second-order magnetic phase transitions in terbium and dysprosium // J. Phys. F. 1983. Vol. 13. P. L71–L73.
4. Zochowski S.W., Tindall D.A., Kahrizi M., Genossar J., Steinitz M.O. Critical thermal expansion of dysprosium // J. of Magnetism and Magnetic Materials. 1986. Vol. 54–57. P. 707–709.
5. Станкус С.В., Тягельский П.В. Плотность высокоочищенного диспрозия в твердом и жидком состояниях // Теплофизика высоких температур. 2000. Т. 38, № 4. С. 579–583.
6. Козловский Ю.М., Станкус С.В. Тепловое расширение окиси бериллия в интервале температур 20–1550 °С // Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52, № 4. С. 563–567.
7. Станкус С.В., Козловский Ю.М., Яцук О.С., Верба О.И. Тепловое расширение стали ЧС-139 в интервале температур 20–720 °С // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 3. С. 363–366.
8. Kroeger F.R., Swenson C.A. Absolute linear thermal expansion measurements on copper and aluminium from 5 to 320 K // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48, No. 3. P. 853–864.
9. Beaudry B.J., Spedding F.H. The solubility of RH_{2-x} in Gd, Er, Tm, Lu and Y from ambient to 850 °C // Met. Trans. 1975. Vol. 6B, No. 3. P. 419–427.
10. Козловский Ю.М., Станкус С.В. Тепловое расширение гадолиния в областях магнитных фазовых переходов // Теплофизика высоких температур. 2015. Т. 53. № 5. С. 671–677.
11. Амитин Е.Б., Бессергенов В.Г., Боярский Л.А., Ковалевская Ю.А. и др. Критические индексы аномалии электросопротивления образцов диспрозия различной чистоты в окрестности точки Нееля // Физика твердого тела. 1982. Т. 24, № 1. С. 245–252.
12. Jayasuriya K.D., Campbell S.J., Stewart A.M. Magnetic transition in dysprosium: a specific-heat study // Physical Review B. 1985. Vol. 31, No. 9. P. 6032–6046.
13. Spedding F.H., Beaudry B.J. The effect of impurities, particularly hydrogen, on the lattice parameters of the «АВАВ» rare earth metals // J. Less-Common Metals. 1971. Vol. 25. P. 61–73.
14. Dolejsi D.A., Swenson C.A. Experimental thermal expansivities for single-crystal gadolinium metal near the Curie temperature // Phys. Rev. B. 1981. Vol. 24, No. 11. P. 6326–6335.
15. Боярский Л.А., Стариков М.А. Аномалия магнитной восприимчивости диспрозия вблизи точки Нееля // Физика твердого тела. 1970. Т. 12, № 11. С. 3179–3183.
16. Ahlers G. Critical phenomena at low temperature // Rev. Mod. Phys. 1980. Vol. 52, No. 2. Part 1. P. 489–503.
17. Боярский Л.А. Антиферромагнитное состояние и фазовые переходы в редкоземельных металлах: уч. пособие / Новосибирск: Новосиб. гос. ун-т, 2004. 54 с.

Статья поступила в редакцию 26 февраля 2015 г.