

УДК 538.222

ЭПР В МАГНИТОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ
МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВАХ

И. А. Гарифуллин, Е. Е. Котельникова, Г. Г. Халиуллин

Исследован ЭПР на локализованных моментах гадолиния в сплавах $Y_{1-x}Gd_x$ и $La_{1-x}Gd_x$ в области концентраций $0.2 \leq x \leq 1$. Определены параметры обменного взаимодействия и кристаллического поля, скорости спинового рассеяния электронов проводимости на неоднородностях решетки и на фононах. Проанализированы причины немонотонного поведения этих величин в зависимости от концентрации магнитных ионов.

При исследовании магнитного резонанса на локализованных электронных состояниях в металлах в отличие от случая ЯМР необходимо учитывать эффект «электронного узкого горла» [1]. Он приводит к тому, что из-за сильной обменной связи спинов с зонными электронами вклад корринговской релаксации δ_{ie} в ширину линии ЭПР ΔH оказывается уменьшенным в меру отношения скоростей спин-орбитального δ_{s0} и обменного рассеяния δ_{ei} электронов проводимости

$$\Delta H = (\hbar/g\mu_B) (\delta_{s0}/\delta_{ei}) \delta_{ie}. \quad (1)$$

Добавляя к (1) температурно-независимый вклад a , определяемый в основном спин-спиновыми взаимодействиями, и используя соотношение детального баланса $\delta_{ei}/\delta_{ie} = g_e^2 \chi_i^0 / g_i^2 \chi_e^0$, полную ширину линии обычно записывают в виде [2]

$$\Delta H = a + (\hbar/g\mu_B) (\chi_e^0/\chi_i^0) \delta_{s0}. \quad (2)$$

Здесь $\chi_i^0 \sim x/T$, χ_e^0 — магнитные восприимчивости локализованных спинов и электронов проводимости; x — концентрация магнитных ионов; T — температура. Из (2), в частности, следует, что температурный наклон ширины линии ведет себя как x^{-1} , что неоднократно наблюдалось в разбавленных магнитных сплавах [3].

Между тем непосредственное использование формулы (2) в случае большой концентрации магнитных ионов приводит к нефизическим следствиям. В частности, в работах [4, 5] исследовался резонанс ионов Gd^{3+} в различных сплавах. При этом оказалось, что остаточная ширина a из формулы (2) становилась отрицательной. Этот парадокс был разрешен в работе [6], в которой показано, что корринговская релаксация локализованных моментов при наличии между ними изотропных обменных взаимодействий любого происхождения имеет постоянную составляющую, знак которой зависит от знака парамагнитной температуры Кюри Θ .

С другой стороны, остается до сих пор неясной причина немонотонного поведения температурного наклона ширины линии при больших концентрациях. Так, в работе [7] было показано, что даже в разбавленном сплаве $Y_{1-x}Gd_x$ ($x < 0.01$) реализуется эффект электронного узкого горла. Близость электронной и кристаллической структур иттрия и гадолиния позволяет провести экстраполяцию результатов, полученных в [7], в область высоких концентраций. При этом оказывается, что температурный

наклон ширины линии ЭПР должен быть значительно меньшим, чем это наблюдалось в [5]. Естественно, что без ясного понимания причин этого несоответствия невозможно извлекать из измеренной ширины линии ЭПР данные об s - f -обменных взаимодействиях локализованных моментов гадолиния с электронами проводимости, как это делалось в работе [5].

В данной работе проведены систематические исследования ЭПР в сплавах $Y_{1-x}Gd_x$ и $La_{1-x}Gd_x$ в широкой области концентраций. Установлено, что температурная зависимость ширины линии ЭПР определяется в основном фононным вкладом в спиновую релаксацию электронов проводимости. Анализ концентрационной зависимости остаточной ширины линии позволил получить данные об обменных взаимодействиях, а также сделать вывод, что увеличение константы магнитной анизотропии при росте концентрации x связано с одноионным механизмом.

1. Эксперимент

Образцы для измерений были приготовлены сплавлением соответствующих компонент в индукционной печи в атмосфере чистого гелия. В качестве материала для тиглей использовался тантал. Ряд сплавов был при-

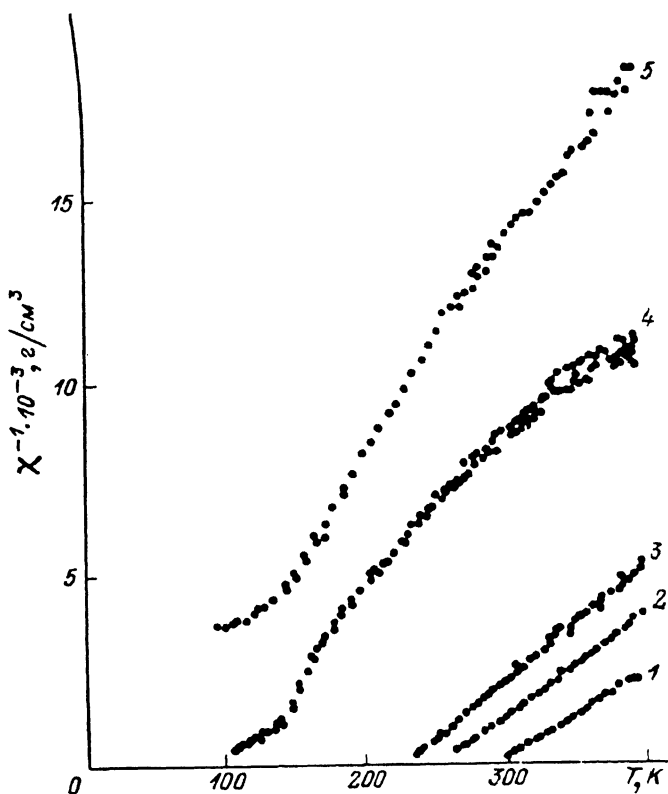


Рис. 1. Температурная зависимость обратной восприимчивости для сплавов $La_{1-x}Gd_x$. $x=1$ (1), 0.9 (2), 0.8 (3), 0.6 (4), 0.4 (5).

готовлен в дуговой печи в атмосфере чистого аргона. Чистота исходных элементов составляла 99.88 вес.%. Образцы металлического гадолиния были также исследованы и в более чистом виде — после двойной вакуумной дистилляции. Была приготовлена одна партия образцов $Y_{1-x}Gd_x$ с $x=0.9, 0.8, 0.5, 0.4, 0.2$ и три партии сплавов $La_{1-x}Gd_x$ с $x=0.9, 0.8, 0.6, 0.4, 0.2$.

Поскольку для системы $Y_{1-x}Gd_x$ имеются подробные данные по магнитной восприимчивости [8, 9], а для системы $La_{1-x}Gd_x$ восприимчивость измерена лишь для нескольких концентраций гадолиния [8], нами про-

Значения константы Кюри
и температуры Кюри—Вейсса в сплавах $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x$

x	Высокотемпературная область		Низкотемпературная область	
	Θ , К	$C \cdot 10^3$, $\text{см}^3 \cdot \text{К/г}$	Θ , К	$C \cdot 10^3$, $\text{см}^3 \cdot \text{К/г}$
1.0	290	46.5	290	46.5
0.9	252	38.7	252	38.7
0.8	227	32.0	227	32.0
0.6	28	32.2	85	24.3
0.4	17	20.7	72	15.8
0.2	0	10.0	90	8.2

ведены такие исследования в сплавах $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x$. Измерения парамагнитной восприимчивости проводились методом Фарадея в поле $H \approx 1$ кЭ. На рис. 1 приведена температурная зависимость восприимчивости ряда исследованных методом ЭПР образцов $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x$, а в таблице представлены значения парамагнитной температуры Θ и константы Кюри C , определенные как из низкотемпературной, так и высокотемпературной областей.

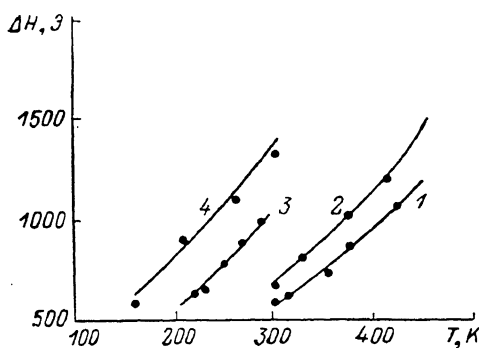


Рис. 2. Температурная зависимость ширины линии ЭПР в сплавах $\text{Y}_{1-x}\text{Gd}_x$. 1 — $x=0.9$, 2 — 0.8, 3 — 0.5, 4 — 0.4. Сплошные линии — результат расчета с помощью выражений (7) и (9).

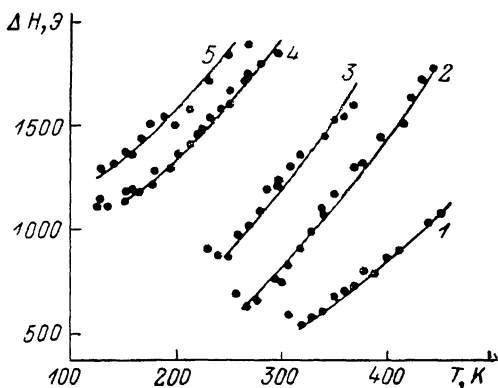


Рис. 3. Температурная зависимость ширины линии ЭПР в сплавах $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x$. 1 — $x=1.0$, 2 — 0.9, 3 — 0.8, 4 — 0.6, 5 — 0.4. Сплошные линии — результат расчета с помощью выражений (7) и (10).

Измерения ЭПР были проведены на частоте 9400 МГц на радиоспектрометре В-ЕР 418^S фирмы «Брукер». Форма линии имела асимметричный вид, характерный для массивных металлических образцов, и состояла из смеси сигналов поглощения и дисперсии. Параметры спектров: ΔH полуширина на полувысоте и g -фактор извлекались в соответствии с методиками, описанными в [1^c]. g -Фактор оказался равным 1.98 ± 0.03 . Температурная зависимость ΔH показана на рис. 2, 3. В образцах, полученных в различных партиях, общий ход температурной и концентрационной зависимости повторялся, а сама ширина линии для каждой концентрации несколько менялась от партии к партии (в пределах 100 Э). На рис. 2, 3 не указаны температурные зависимости для образцов с $x=0.2$, на которых наблюдались слабые резонансные линии при $T \sim 100$ К с $\Delta H \approx 700 \div 800$ Э.

2. Обсуждение результатов

1. Корринговская релаксация обменно-связанных спинов. Для выяснения физической стороны дела прежде обсудим релаксацию двух спинов, связанных взаимодействием $J_R (\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2)$. Для $S=1/2$ простой расчет дает

$$\delta_{ie} = \delta_{ie}^0 \left\{ (1 + \beta)/2 + \left(\frac{\sin p_0 R}{p_0 R} \right)^2 (1 - \beta) \right\} / 2, \quad \beta = t/(1 - e^{-t}), \quad (3)$$

где $t = J_R/T$, p_0 — импульс Ферми, δ_{ie}^0 — скорость корринговской релаксации для независимых спинов. В металлах обычно $p_0 R \gg 1$, поэтому второе слагаемое в (3) можно не учитывать. Релаксация усиливается в случае антиферромагнитной пары спинов и подавляется при ферромагнитном характере взаимодействия. Этот результат связан с усилением ($J > 0$) или замораживанием ($J < 0$) неупругого триплет-синглетного перехода. В случае триплетного основного состояния, например, при $T < J$ вероятность перехода в синглетное состояние экспоненциально мала, так как нет электронных возбуждений, способных отдать локализованным спинам энергию порядка J .

В случае многих спинов, воспользовавшись методом неравновесного статистического оператора Зубарева, имеем

$$\delta_{ie} = \delta_{ie}^0 \frac{\alpha}{\langle S^+ S^- \rangle}, \quad \alpha = \sum_{ij} \left(\frac{\sin p_0 R_{ij}}{p_0 R_{ij}} \right)^2 \int \frac{d\omega}{2\pi} \frac{\omega/T}{e^{\omega/T} - 1} \langle S_i^+ S_j^- \rangle, \quad (4)$$

S^\pm — проекция полного спина ионов. Основное влияние обменных взаимодействий заключается в перенормировке статического коррелятора $\langle S^+ S^- \rangle = NT \chi_i / g^2 \mu_B^2 \simeq NS(S+1)T/3(T-\Theta)$. Что касается величины α из (4), то эффекты ближнего порядка в ней оказываются малыми опять в силу $p_0 R_{ij} \gg 1$. Грубая оценка влияния обменных флуктуаций методом моментов дает

$$\alpha = \frac{NS(S+1)}{3} \left(1 + \frac{S(S+1)}{18T^2} \sum_R J_R^2 \right). \quad (5)$$

На самом деле в режиме узкого горла величина α выпадает из выражения для эффективной скорости релаксации, ибо она также входит в скорость обратного рассеяния электронов на локальных спинах

$$\delta_{ie} = \delta_{ie} \alpha / \langle \sigma^+ \sigma^- \rangle, \quad (6)$$

где σ — спин электронов проводимости. Коррелятор $\langle \sigma^+ \sigma^- \rangle$ слабо меняется при учете s - f -обменных взаимодействий, так что он по-прежнему равен $T \chi_e^0$ с точностью до членов порядка $x J_{sf} / \epsilon_F$, ϵ_F — энергия Ферми.

Таким образом, ширина линии ЭПР в магнитоцентрированной системе в условиях электронного узкого горла

$$\Delta H = a + (\hbar/g\mu_B) (\chi_e^0/\chi_i) \delta_{ie}, \quad (7)$$

что отличается от (2) только заменой χ_i^0 на χ_i .

2. Спин-решеточная релаксация электронов проводимости. Учитывая, что измерения электронной теплоемкости для иттрия и лантана дают плотность состояний электронов проводимости $\rho_F = 1$ эВ⁻¹. атом⁻¹. спин⁻¹ [11, 12], примем, что $\chi_e^0 = 5 \cdot 10^{-7}$ СГС/г. Из наших измерений (см. рис. 1 и таблицу) следует, что для гадолиния $\chi_i = 47 \cdot 10^{-3} (T - 295)^{-1}$ СГС/г. В соответствии с выражением (7) и значением $\delta_{s0} = 2 \cdot 10^{11}$ с⁻¹ из работы [7] ширина линии ЭПР для чистого гадолиния должна зависеть от температуры по закону $\Delta H = a + 0.1 (T - 295)$. Наши экспериментальные результаты можно описать выражением $\Delta H = a + 4.3 (T - 295)$. Таким образом, наблюдаемый температурный наклон ширины линии значительно больше, чем это следует из величины δ_{s0} , полученной в разбавленных ($x \leq 0.01$) сплавах $Y_{1-x}Gd_x$. Можно предположить, что использованный нами гадолиний значительно более «грязный», чем иттрий в работе [7]. Однако наши исследования показывают, что температурно-зависящая часть ширины линии не претерпевает заметных изменений при изменении чистоты гадолиния. Мы полагаем, что наличие значительной температурной зависимости ширины линии в исследованных образцах связано с тем, что в отличие от работы [7], где приведены

данные для температурного интервала 3—20 К, наши измерения проводились при температуре выше температуры Дебая. В этом случае заметный вклад в скорость спин-орбитального рассеяния может давать фононный механизм. Запишем скорость спин-орбитального рассеяния электронов проводимости в виде

$$\delta_{s0} = \delta_{s0}^0 + A(\lambda_1 - \lambda_2)^2 x(1-x) + B\lambda_1^2 [x + (\lambda_2/\lambda_1)^2(1-x)] T. \quad (8)$$

Здесь δ_{s0}^0 — скорость спин-орбитального рассеяния электронов на неконтролируемых примесях; λ_1 и λ_2 — константы спин-орбитальной связи в чистых компонентах сплава (λ_1 относится к Gd, а λ_2 — к La или Y); A и B — численные коэффициенты, определяемые электронной структурой.

Для анализа экспериментальных результатов по ширине линии необходимо знание температурной зависимости магнитной восприимчивости ионов гадолиния в исследованных системах. Исследования системы

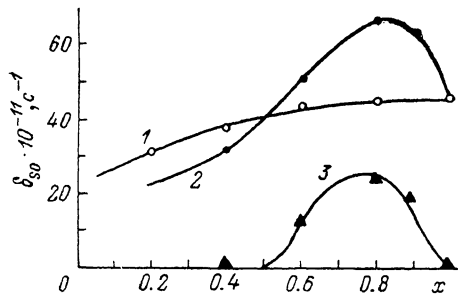


Рис. 4. Концентрационные зависимости скорости спин-орбитального рассеяния электронов проводимости при температуре $T = 300$ К в сплавах $Y_{1-x}Gd_x$ (1) и $La_{1-x}Gd_x$ (2).

3 — добавочный вклад $\delta(x)$ в сплавах $La_{1-x}Gd_x$.

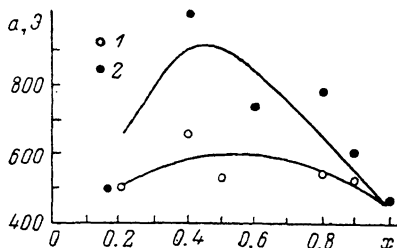


Рис. 5. Концентрационная зависимость остаточной ширины линии в сплавах $Y_{1-x}Gd_x$ (1) и $La_{1-x}Gd_x$ (2).

$Y_{1-x}Gd_x$ [8, 9] показывают, что восприимчивость в этих системах следует закону Кюри—Вейсса $\chi = C/(T - \Theta)$. В системе $La_{1-x}Gd_x$ при больших концентрациях гадолиния существенных отклонений восприимчивости от теоретических значений не наблюдается, а при $x \leq 0.6$ температурная зависимость обратной восприимчивости χ^{-1} становится нелинейной. Это обстоятельство мы связываем с кластеризацией сплава. Имея в виду что спины, связанные обменным взаимодействием антиферромагнитного характера при температурах, сравнимых с энергией обменных взаимодействий, не дают вклада в сигнал ЭПР, возьмем в качестве χ_i экстраполированные из области высоких температур значения.

Численная подгонка коэффициентов в выражении (8) для δ_{s0} показывает, что удовлетворительного описания температурного хода ширины линии в сплавах $Y_{1-x}Gd_x$ с помощью (7) удастся достигнуть (рис. 2), если положить, что

$$\delta_{s0} = \{5 + 30x(1-x) + 0.14[x + 0.35(1-x)]T\} \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}. \quad (9)$$

Заметим, что нелинейность в температурной зависимости ширины линии ЭПР в исследованных температурных интервалах отчетливо не обнаруживается (рис. 2). При понижении температуры в области $T \sim \Theta$ становится существенным механизм уширения, не учтенный в (7) и связанный с замораживанием обменных флуктуаций локализованных спинов при приближении к точке магнитного упорядочения [13].

Для описания данных по ЭПР в сплавах $La_{1-x}Gd_x$ с помощью выражения (8) оказывается необходимым допустить наличие вклада $\delta(x)$ (рис. 4). Тогда для этой системы

$$\delta_{s0} = \{5 + \delta(x) + 0.14[x + 0.4(1-x)]T\} \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}. \quad (10)$$

Наличие большого вклада $\delta(x)$ в спиновую релаксацию электронов проводимости маскирует процесс спин-орбитального рассеяния на атомах компонентов сплава. Вследствие этого второй член в выражении (8) для $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x$ надежно определить не удается.

Таким образом, исследование температурной зависимости ширины линии в магнитокоцентрационных сплавах позволяет определить скорость спин-орбитального рассеяния δ_{s0} в области высоких температур. На рис. 4 приведены концентрационные зависимости в обеих системах при комнатной температуре.

3. Механизмы спин-орбитальной релаксации электронов. Для обеих систем нами получено $\delta_{s0}^0 = 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Эта величина определяется рассеянием электронов на различного рода дефектах и, в частности, на неконтролируемых примесях. Она оказалась близкой к полученным в работах [7] (для $\text{Y}_{1-x}\text{Gd}_x$ $\delta_{s0}^0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$) и [14] (для $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x$ $\delta_{s0}^0 = 7 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$).

Коэффициент $A(\lambda_1 - \lambda_2)^2$ в (8), определяющий спин-орбитальное рассеяние электронов проводимости на атомах сплава, для системы $\text{Y}_{1-x}\text{Gd}_x$ оказался равным $3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. В сплавах $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x$, как указывалось выше, его определить не удалось. Этот коэффициент зависит от разности констант спин-орбитальной связи электронов проводимости в компонентах сплава. Надежных данных об этих величинах не имеется. Однако из вклада коэффициента при фононном вкладе в выражениях (8) и (9) следует, что $(\lambda_2/\lambda_1) = 0.35$. В качестве константы λ_2 в иттрии примем $\lambda_2 = 500 \text{ см}^{-1}$. Тогда для гадолиния $\lambda_1 = 850 \text{ см}^{-1}$. На основании этих значений $A(\lambda_1 - \lambda_2)^2 \approx \approx \rho_F (\lambda_1 - \lambda_2)^2 / \hbar \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, что совпадает с измеренной нами величиной. Для системы $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x$ $(\lambda_2/\lambda_1) = 0.4$. Тогда для лантана $\lambda_2 = 540 \text{ см}^{-1}$ и $A(\lambda_1 - \lambda_2)^2 \approx 2.4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

Обсудим теперь величину фононного вклада в спиновую релаксацию электронов проводимости. Ее можно сравнить с данными по измерениям парамагнитного резонанса на электронах проводимости (ПРЭП) в различных металлах, которые систематизированы в [15]. В качестве величины, определяющей спин-орбитальное взаимодействие электронов проводимости, в этой работе выбрано отношение фононного вклада в ширину линии ПРЭП $\Delta H^{\text{ПРЭП}}$ к фононному вкладу в электросопротивление образца ρ . Наиболее близкими к иттрию и лантану из изученных методом ПРЭП металлов являются медь и серебро, для которых в [15] приведены $\Delta H^{\text{ПРЭП}}/\rho$, равные $1.6 \cdot 10^9$ и $2.5 \cdot 10^9$ Э/Ом·см при температурах 30—40 К. Оценим аналогичные величины для иттрия и лантана из наших результатов. Измерения ρ в иттрии и лантане дают для фононного вклада при $T = 300 \text{ К}$ значения, равные 60 и 50 мкОм·см соответственно. Из выражений (9) и (10) можно получить, что зависящая от температуры часть ширины линии ПРЭП равна $7 \cdot 10^4$ Э для иттрия и $8.5 \cdot 10^4$ Э для лантана. Тогда для иттрия $\Delta H^{\text{ПРЭП}}/\rho = 1.2 \cdot 10^9$, а для лантана $1.7 \cdot 10^9$ Э/Ом·см, что довольно близко к значениям, полученным методом ПРЭП в меди и серебре. Заметим, что в исследованных металлах получение такой информации методом ПРЭП невозможно, поскольку даже при низких температурах скорость релаксации электронов проводимости превышает стандартные для измерений ЭПР частоты.

В системе $\text{La}_{1-x}\text{Gd}_x$ имеется вклад $\delta(x)$ в скорость спинового рассеяния электронов проводимости. Если сопоставить диаграмму состояний этой системы [16] с данными по $\delta(x)$ рис. 4, то можно убедиться, что дополнительное рассеяние возникает в двухфазной области диаграммы состояний и максимум $\delta(x)$ приходится на химическое соединение LaGd_3 .

Таким образом, все обнаруженные в работе вклады в δ_{s0} получают разумное объяснение.

4. Остаточная ширина линии. Концентрационная зависимость остаточной ширины линии a , полученная в соответствии с выражениями (7), (9), (10), показана на рис. 5. Для ионов в S -состоянии основные вклады в ширину линии дают дипольные взаимодействия и тонкая структура. Расчет методом моментов показывает, что

$$a = x^{1/2} \Delta H^{dd} + x^{-1/2} \Delta H^D, \quad (11)$$

$$\Delta H^{dd} = (400/3) (g^2 \mu_B^3 / v_0^2 J), \quad \Delta H^D = (3\pi/2) (D^2 / g \mu_B J).$$

Здесь v_0 — объем, приходящийся на один ион; J — обменный интеграл для ближайших ионов гадолиния; D — постоянная тонкой структуры. При малых концентрациях гадолиния выражение (11) несправедливо, поскольку его нужно дополнить учетом флуктуаций спинов за счет корринговской релаксации. Для ионов Gd^{3+} в Y в [7] было найдено $D \approx 0.01 \text{ см}^{-1}$. Разумно допустить, что такого же порядка величины должна быть константа D и в чистых Gd и La. Это дает $J = 6.7 \text{ К}$. Данное значение J приводит к несколько завышенной парамагнитной температуре Кюри. Причина несоответствия заключается, по нашему мнению, в том, что обменное сужение определяется величиной $(\sum_R J_R^2)^{1/2}$, в то время как $\Theta \approx \sum_R J_R$. Так как обменный потенциал $J(R)$ в металле является знакопеременной функцией, то можно думать, что в сумме для Θ происходит некоторая компенсация слагаемых.

В соответствии с выражением (11) остаточная ширина линии ЭПР должна монотонно расти с увеличением концентрации в области $0.2 \leq x < 1$, что противоречит эксперименту. Для того чтобы получить наблюдаемую зависимость a от концентрации, необходимо предположить, что константа тонкой структуры D увеличивается при промежуточных концентрациях, например, по закону $D = D_0 + kx(1-x)$. Зависимость a от концентрации гадолиния удается описать с помощью выражения (11), если предположить, что $D = 0.01 + 0.5x(1-x) \text{ см}^{-1}$ в системе $Y_{1-x}Gd_x$ и $D = 0.01 + 1.5x(1-x) \text{ см}^{-1}$ в $La_{1-x}Gd_x$. Следует отметить, что значение D для сплава $Y_{1-x}Gd_x$ хорошо согласуется с данными работы [5], в которой для $x \approx 0.5$ при измерениях константы анизотропии в магнитоупорядоченной фазе было получено значение $D \approx 0.13 \text{ см}^{-1}$.

Установленный нами характер изменения константы тонкой структуры, по-видимому, свидетельствует об одноионном характере магнитной анизотропии в исследованных системах.

Л и т е р а т у р а

- [1] Hasegawa H. Progr. Theor. Phys. (Kyoto), 1959, vol. 21, N 4, p. 483—500.
- [2] Barnes S. F. Adv. Phys., 1981, vol. 30, N 6, p. 801—938.
- [3] Taylor R. H. Adv. Phys., 1976, vol. 24, N 6, p. 681—791.
- [4] Harris A. M., Popplewell J., Tebble R. S. Proc. Phys. Soc., 1965, vol. 85, N 545, p. 513—522.
- [5] Baguley D. M. S., Liesegang J., Robinson K. J. Phys. F, 1974, vol. 4, N 4, p. 594—606.
- [6] Altshuler T. S., Garifullin I. A., Kharakhashyan E. G. et al. Phys. St. Sol., 1980, vol. 98, N 1, p. 85—88.
- [7] Elshner B., Weimann G. Sol. St. Commun., 1974, vol. 9, N 22, p. 1935—1939.
- [8] Thoburn W. C., Legvold S., Spedding F. H. Phys. Rev., 1958, vol. 110, N 6, p. 1298—1301.
- [9] Tohyama K., Chikazumi S. J. Phys. Soc. Jap., 1973, vol. 35, N 1, p. 47—51.
- [10] Альтшулер Т. С., Гарифуллин И. А., Харахашьян Э. Г., Шатруков Л. Ф. ФТТ, 1972, т. 14, № 9, с. 2555—2559.
- [11] Montgomery H., Pells G. P. Proc. Phys. Soc., 1961, vol. 78, N 502, p. 622—625.
- [12] Finnemore D. K., Johnson D. L., Ostenson J. E. et al. Phys. Rev., 1965, vol. 137, N 2A, p. 550—556.
- [13] Алексеевский Н. Е., Гарифуллин И. А., Кочелав Б. И. и др. ЖЭТФ, 1982, т. 82, № 6, с. 1979—1990.
- [14] Koopman G., Baberschke K., Hufner S. Phys. Letts., 1975, vol. 50A, N 7, p. 407—409.
- [15] Veilleu F., Monod P. Phys. Rev. B, 1978, vol. 18, N 6, p. 2422—2426.
- [16] Савицкий Е. М., Терехова В. Ф., Бузова И. В. и др. Сплавы редкоземельных металлов. М., 1962, с. 267.