

ЭПР в аморфной пленке $Gd_{0.14}Si_{0.86}$ – режим узкого горла

С. В. Гуденко¹⁾

Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 февраля 2005 г.

После переработки 18 февраля 2005 г.

Проведено изучение электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в аморфной пленке состава $Gd_{0.14}Si_{0.86}$ в широком диапазоне температур $4 \div 300$ К. Анализ экспериментальных результатов проведен при учете сильного структурного беспорядка изучаемой системы, приводящего к образованию каплей – областей с высокой плотностью электронных состояний. Показано, что наблюдаемый сигнал ЭПР может быть сформирован только в условиях двойного узкого горла и получены температурные зависимости для положения и ширины линии. Из сравнения с экспериментальными данными оценены: скорости спин-решеточной релаксации для электронов и ионов Gd, второй спектральный момент линии, температура ферромагнитного перехода в каплях и число атомов Gd в них, произведение электронной плотности состояний на константу обменного взаимодействия между электронами и ионами Gd. Полученные значения подтверждают правильность предположений о выполнении условий двойного узкого горла и о наличии в системе структурных и фазовых неоднородностей наноскопических масштабов.

PACS: 75.30.–m, 76.30.–v

1. Введение. Интенсивное изучение в последнее время аморфных сплавов на основе кремния с введенными редкоземельными (RE) элементами RE_xSi_{1-x} (RE = Gd, Tb, Y) связано с их необычными магнитными и транспортными свойствами и возможным использованием в оптоэлектронике [1]. Высокая степень беспорядка системы, обусловленная аморфностью сплава и наличием собственных дефектов, образованных, например, многочисленными разорванными связями, незаполненными вакансиями и т.п., приводит к заметным пространственным флуктуациям концентрации редкоземельной примеси и перераспределению электронной плотности в объеме материала. В результате возникают области с повышенной концентрацией электронов (капли), внутри которых для магнитных RE элементов за счет РККИ-взаимодействия возможно появление локального ферромагнитного порядка [2]. Именно магнитное упорядочение в каплях обуславливает существенное отличие транспортных свойств образцов Gd_xSi_{1-x} по сравнению с их немагнитными аналогами состава Y_xSi_{1-x} и является ответственным за эффект гигантского отрицательного магнитосопротивления [3].

В настоящей работе магнитные свойства аморфного сплава состава $Gd_{0.14}Si_{0.86}$ исследованы методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Ранее в работе [4] магнитные свойства аморфных пленок Gd_xSi_{1-x} изучались в зависимости от состава ($x = 0.002 \div 0.1$) методами ЭПР и Quantum Design

SQUID dc-магнитометрии. Показано, что Gd находится в трехвалентном состоянии Gd^{3+} ($4f^7, S = 7/2, L = 0$) с фактором спектроскопического расщепления, близким к $g = 2$. Ширина линии, определенная как расстояние по полю между пиками производной кривой поглощения, в пределах экспериментальной ошибки не зависела от концентрации Gd и при не очень низких температурах ($T > 30$ К) составляла на частоте $\nu \cong 9.48$ ГГц величину $dH_{pp} = 800 \pm 50$ Гс. На основании этого сделан вывод о том, что большинство атомов Gd входит в состав стабильного комплекса $GdSi_2$. Независимость ширины линии от концентрации ионов Gd довольно удивительна, так как, например, при концентрации около 10 ат.% только диполь-дипольное уширение составляет более 1.5 кГц, но в работе [4] это обстоятельство никоим образом не объяснено. Не понятно также полное отсутствие каких-либо признаков тонкой структуры, несмотря на заведомо некубическую структуру комплексов $GdSi_2$ и немалый спин $S \gg 1/2$.

2. Экспериментальная методика. Измерения проводились на аморфной пленке $Gd_{0.14}Si_{0.86}$ толщиной 1.3 мкм, приготовленной в лаборатории проф. Ф. Хеллман (Отделение физики Калифорнийского университета в Сан-Диего) методом совместного напыления электронным пучком [5] на подложку кристаллического NaCl. Площадь пленки составляла около 10 мм². Для проведения экспериментов пленка после растворения подложки NaCl фиксировалась на кварцевом держателе, установленном в гониометре резонатора. Точность установки угла между плос-

¹⁾e-mail: gudenko@imp.kiae.ru

костью пленки и направлением магнитного поля была не хуже 0.5° . Запись спектров осуществлялась на ЭПР спектрометре Bruker ESP-300, оснащенный прочным гелиевым криостатом Oxford Instruments. Эксперименты были выполнены в диапазоне температур от 4 до 300 К на частоте $\nu \cong 9.46$ ГГц для двух ориентаций магнитного поля, параллельной и перпендикулярной плоскости пленки. Обычно регистрировалась первая производная сигнала поглощения.

3. Экспериментальные результаты. Для обеих ориентаций магнитного поля наблюдаемый спектр поглощения состоял из одной линии. При температурах $T \geq 30$ К форма линии довольно хорошо соответствовала лоренцевой кривой. При понижении температуры ниже 30 К линия претерпевала изменения, становясь при $T \leq 20$ К близкой по форме к гауссовой кривой. Ширина линии dH_{pp} (рис.1) довольно слабо зависела от температуры в области $T \geq 50$ К и

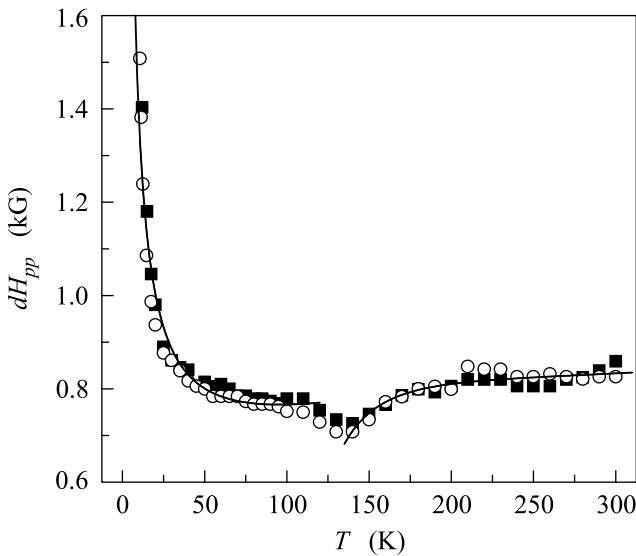


Рис.1. Зависимость ширины линии ЭПР dH_{pp} от температуры на частоте $\nu \cong 9.46$ ГГц для двух ориентаций магнитного поля относительно плоскости пленки: ■ – поле перпендикулярно плоскости пленки, ○ – поле параллельно плоскости пленки. Сплошные кривые построены по формулам (12) и (13) при оптимальных значениях параметров (см. текст)

составляла, как и в [4], величину около 800 Гс. Однако в отличие от работы [4], у нас в области температур 120–180 К наблюдался минимум ширины линии, глубиной около 100 Гс (более 10%). При понижении температуры ниже 50 К линия быстро расширялась и при температуре около 5 К наблюдение ее становилось невозможным. Величина резонансного поля для обеих ориентаций (рис.2) при температуре $T \geq 100$ К примерно линейно уменьшалась

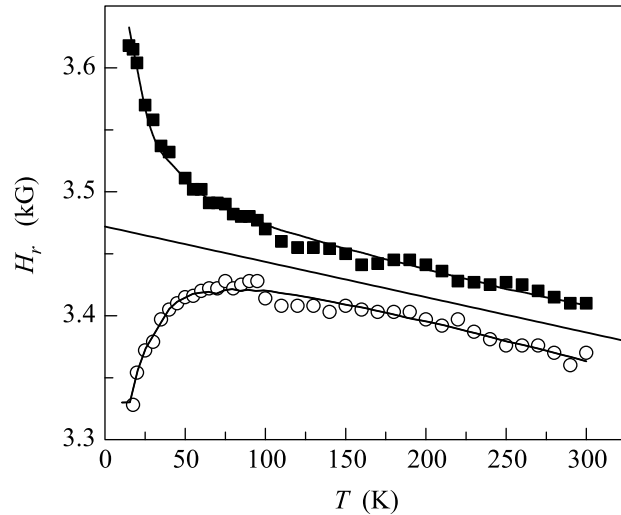


Рис.2. Зависимость величины резонансного поля от температуры на частоте $\nu \cong 9.46$ ГГц для двух ориентаций магнитного поля относительно плоскости пленки. Обозначения экспериментальных точек те же, что и на рис.1. Сплошные кривые построены по формуле (18) с параметрами: $H_0 = 3470$ Гс, $l = -0.3$ Гс/К, $\beta = 0.95$ – для перпендикулярной и $\beta = -0.7$ – для параллельной плоскости пленки ориентации магнитного поля; прямой линии соответствует $\beta = 0$

с ростом температуры. Во всем диапазоне исследованных температур величина поля для перпендикулярной ориентации была более высокой. Это отличие увеличивалось с понижением температуры и достигало при температуре 10–15 К значения около $H_{r\perp} - H_{r\parallel} \approx 300$ Гс. При температуре около 300 К среднее (между ориентациями) значение поля соответствовало g -фактору, близкому к 2. Восприимчивость, полученная двойным интегрированием спектров, при температурах $T \geq 100$ К неплохо подчинялась закону Кюри–Вейсса $\chi = C/(T - \theta)$ с небольшой отрицательной температурой $\theta \approx -30$ К. Абсолютная калибровка восприимчивости осуществлялась по этой области, где значение константы C полагалось равным $C = S(S + 1)g_{Gd}^2\mu_B^2 N_{Gd}/3k_B$. Здесь $S = 7/2$, $g_{Gd} = 2$, $N_{Gd} \cong 7 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$ – спин, g -фактор и концентрация ионов Gd, μ_B – магнетон Бора, k_B – константа Больцмана. На рис.3 восприимчивость пересчитана в магнитный момент, приходящийся на один ион Gd в резонансном поле. При понижении температуры ниже 100 К значение θ уменьшалось по абсолютной величине и даже становилось положительным (≈ 5 К). Сама же восприимчивость при температуре $T \cong 12$ К достигала максимума, а затем довольно резко падала. Как известно [6], знак РККИ-взаимодействия зависит от величины электронной плотности и расстояния между ионами. Для неоднород-

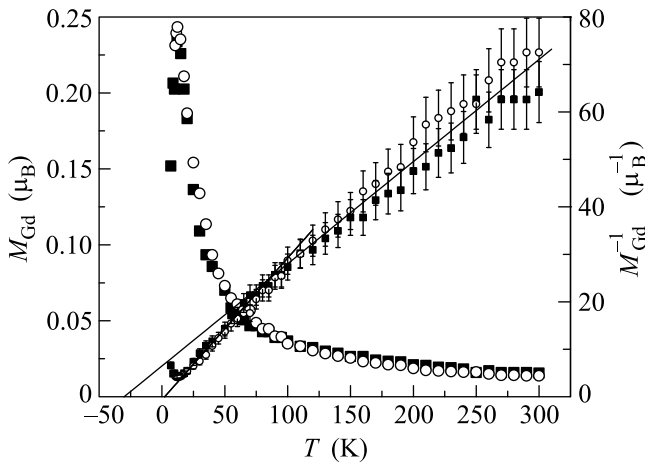


Рис.3. Зависимость величины магнитного момента, приходящегося на один ион Gd в резонансном поле, от температуры для двух ориентаций магнитного поля относительно плоскости пленки. Обозначения экспериментальных точек те же, что и на рис.1. Тонкие прямые линии проведены в соответствии с законом Кюри–Вейсса $M_{Gd}^{-1} \propto T - \theta$

родных систем изменение знака θ может быть обусловлено изменением относительного вклада в восприимчивость от областей с ферромагнитным и антиферромагнитным взаимодействиями.

4. Обсуждение результатов. В изучаемой системе имеется несколько различных источников сигнала ЭПР: ионы Gd, находящиеся в матрице и в каплях с более высокой электронной плотностью, а также непосредственно электроны. Ионы Gd испытывают действие кристаллического поля некубической симметрии [4], что должно при $S = 7/2 > 1/2$ приводить к тонкому расщеплению линии. Отсутствие сигналов разных типов, тонкой структуры, а также лоренцева форма линии свидетельствуют о том, что выполняются условия двойного узкого горла (double bottleneck – DBN) [7], когда, во-первых, обменное взаимодействие ионов Gd с электронами приводит к исчезновению тонкой структуры и отдельных сигналов от них внутри каждой подсистемы Gd, во-вторых, взаимодействие между подсистемами достаточно интенсивно для образования одного общего сигнала ЭПР от этих подсистем.

Если для двух подсистем, собственные резонансные частоты и восприимчивости которых, соответственно, ω_1 , ω_2 и χ_1 , χ_2 выполняются условия узкого горла, то комплексная частота общего резонанса определяется выражением [7]:

$$\omega^* \cong \frac{\chi_1 \omega_1 + \chi_2 \omega_2}{\chi_1 + \chi_2}. \quad (1)$$

Действительная часть этого выражения определяет положение линии, а мнимая – ее ширину. Применив эту формулу сначала внутри каждой подсистемы (для электронов и ионов Gd), а затем для взаимодействующих подсистем, можно, используя развитую в [7] теорию, получить выражения для положения ω_r и ширины $d\omega$ линии:

$$\omega_r = \text{Re } \omega^* \cong \omega_s^0 \left[1 + \frac{\lambda}{\chi_1 + \chi_2} \times \left(\frac{M_2^{(1)}(1-f)\chi_e^{(1)}\chi_1}{(3/T_{1e})^2} + \frac{M_2^{(2)}f\chi_e^{(2)}\chi_2}{(3/T_{2e})^2} \right) \right], \quad (2)$$

$$d\omega = \text{Im } \omega^* \cong \frac{1}{T_{sL}} + \frac{(1-f)\chi_e^{(1)} + f\chi_e^{(2)}}{\chi_1 + \chi_2} \frac{1}{T_{eL}} + \frac{1}{\chi_1 + \chi_2} \left(\frac{M_2^{(1)}\chi_1}{(3/T_{1e})} + \frac{M_2^{(2)}\chi_2}{(3/T_{2e})} \right). \quad (3)$$

Здесь

$$\frac{1}{T_{se}} = \frac{1}{T_{1(2)e}} \cong \frac{4\pi}{\hbar} (\rho_{1(2)} J)^2 k_B T \quad (4)$$

– скорость корринговской релаксации ионов на электронах; $1/T_{eL}$, $1/T_{sL}$ – скорости спин-решеточной релаксации электронов и ионов; ω_s^0 – резонансная частота изолированных спинов Gd без учета их взаимодействий с решеткой и друг с другом; $\lambda = 2J/(g_s g_e \mu_B^2)$ – константа молекулярного поля; взаимодействие электронов и ионов Gd описывается гамильтонианом $H_{ex} = -2 \sum_j J S_s(\mathbf{r}_j) \cdot \mathbf{s}(\mathbf{r}_j)$ – электронная спиновая плотность в точке нахождения иона S ;

$$\chi_e^{(1,2)} \cong \frac{1}{2} g_e^2 \mu_B^2 \rho_{1(2)} \quad (5)$$

и $\chi_{1(2)}$ – магнитные восприимчивости электронов и ионов в расчете на одно место решетки; $M_2^{(1,2)}$ – второй спектральный момент ионов Gd, обусловленный неизотропными спин-спиновыми взаимодействиями, тонкой и сверхтонкой структурами, прочими источниками неоднородного уширения; g_e , g_s – g -факторы электронов и ионов; $\rho_{1(2)}$ – плотность электронных состояний на уровне Ферми в расчете на одно место решетки; f – объемная доля каплей; \hbar – постоянная Планка. Индексы 1 и 2 – здесь и ниже обозначают принадлежность величины к матрице или каплям. Плотность электронных состояний в каплях ρ_2 существенно выше, чем плотность ρ_1 в матрице. В работе [2] из довольно общих предположений получено для их отношения значение $A = \rho_2/\rho_1 \cong 3.6$, при этом полагалось, что объемная доля каплей составляет примерно $f \cong 0.1$, а отношение полных концентраций атомов Gd, находящихся в каплях и матрице,

равно $c_2/c_1 \approx 0.5$. Эти значения мы будем использовать для различных оценок и ниже. Трехвалентный ион Gd^{3+} в матрице кремния выступает в качестве донора, поставляя в нее один электрон. Полагая концентрацию атомов кремния $N_{Si} \cong 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ [2, 5], относительную концентрацию ионов Gd^{3+} $c = c_1 + c_2 = 0.14$, в простейшей модели свободных электронов нетрудно получить оценку плотности состояний $k_B \rho \approx 10^{-5} \text{ K}^{-1}$. Характерная величина обменного интеграла для RE элементов $|J| \approx 10^3 \text{ K} \cdot k_B$.

Взаимодействие ионов Gd в матрице в силу относительно малой электронной плотности будем считать слабым во всей области температур и поэтому для них:

$$\chi_1 \cong \frac{c_1 S(S+1) g_s^2 \mu_B^2}{3k_B T}. \quad (6)$$

В соответствии с моделью, развитой в [2], при некоторой температуре $T = T_D$ в каплях происходит локальный ферромагнитный переход. Поэтому для восприимчивости Gd в каплях выше точки T_D в парамагнитной фазе положим:

$$\chi_{2HT} \approx \frac{c_2 S(S+1) g_s^2 \mu_B^2}{3k_B (T - T_D)}. \quad (7)$$

В области $T < T_D$ будем рассматривать капли, содержащие K ионов Gd, как суперпарамагнитные частицы, имеющие спин KS . Взаимодействие между ними, как и для отдельных ионов матрицы Gd, осуществляется посредством электронов с плотностью ρ_1 , поэтому для их восприимчивости, подобно (6), можно положить:

$$\chi_{2LT} \cong \frac{c_2 S(KS+1) g_s^2 \mu_B^2}{3k_B T}. \quad (8)$$

Введем скорость релаксации электронов на ионах S (релаксация Оверхаузера): $\frac{1}{T_{es}} \cong \frac{8\pi c}{3\hbar} S(S+1) \rho J^2$. При указанных значениях параметров во всем диапазоне исследованных температур хорошо выполняются неравенства $1/T_{es} \gg 1/T_{se}$, $1/T_{es} > |\lambda \chi_s \omega_e|$, $1/T_{se} > |\lambda \chi_e \omega_s|$ и $\chi_s \gg \chi_e$, где для оценки резонансных частот ионов и электронов мы полагали $\omega_s \cong \omega_e \cong 2\pi \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. При дополнительном предположении относительно величин спин-решеточной релаксации

$$\frac{1}{T_{eL}} \gg \frac{1}{T_{sL}} \quad (9)$$

условия двойного узкого горла сводятся к неравенству [7]

$$\frac{1}{T_{eL}} < \frac{1}{T_{es}} \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}. \quad (10)$$

Кроме того, необходимым условием применимости формул (2) и (3) является выполнение неравенства

$$\left| \frac{3}{T_{se}} + i\lambda \chi_e \omega_s^0 \right| \gg \sqrt{M_2}, \quad (11)$$

определяющего условия обменного сужения при наличии заметного значения второго момента M_2 .

В силу последнего условия смещение линии (2) оказывается много меньшим сдвига Найта [7] $|\Delta\omega_r/\omega_s^0| \ll |\lambda \chi_e| \cong |\rho J| \approx 10^{-2}$, причем с ростом температуры величина смещения быстро убывает.

Во втором слагаемом для ширины линии (3) числитель от температуры не зависит, а в знаменателе стоит полная восприимчивость системы $\chi_{\text{exp}} = \chi_1 + \chi_2$, которая с неплохой точностью обратно пропорциональна температуре (см. рис.3). Следовательно, это слагаемое должно, подобно корринговской релаксации, давать в ширину линии линейный по температуре вклад. Вид температурной зависимости и, соответственно, вклад в ширину линии третьего слагаемого определяются отношением вторых моментов и восприимчивостей подсистем и могут качественно отличаться для разных температурных диапазонов. Отличие подсистем в парамагнитной области при $T > T_D$ определяется, в основном, разной плотностью электронных состояний, которая непосредственно на величине второго момента не сказывается, поэтому для этой области положим: $M_2^{(1)} \cong M_2^{(2)} = M_2$. При приближении температуры к T_D относительный вклад в ширину линии от капели в соответствии с (6) и (7) будет увеличиваться. С учетом соотношения $\rho_2 \gg \rho_1$ это означает уменьшение вклада в ширину линии от третьего слагаемого в (3).

Предполагая, что основной вклад во второй момент обусловлен одноосной анизотропией кристаллического поля вида $H_1 = -DS_z^2$, можно оценить отношение вторых моментов в области $T < T_D$. В предположении хаотического разброса локальных осей кристаллитов, усреднение по каплям, содержащим K ионов Cd, дает: $M_2^{(2)}/M_2^{(1)} \cong 1/K$. Теперь нетрудно с учетом сделанных замечаний на основании соотношений (3)–(8) получить искомые выражения для ширины линии по полю в разных температурных диапазонах

$$dH_{ppHT} = dH_{sL} + \frac{b_{HT}}{\chi_{\text{exp}}} + \frac{P}{T} \left[\left(1 + \frac{c_2}{c_1} \frac{T}{T - T_D} \right)^{-1} + A^{-2} \left(1 + \frac{c_1}{c_2} \frac{T - T_D}{T} \right)^{-1} \right] + dH_0, \quad (12)$$

$$dH_{ppLT} = dH_{sL} + \frac{b_{LT}}{\chi_{\text{exp}}} + \frac{LP}{T} + dH_0, \quad (13)$$

где введены обозначения:

$$dH_{sL} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\hbar}{g\mu_B} \frac{1}{T_{sL}}, \quad (14)$$

$$b_{HT(LT)} = \frac{\hbar\mu_B g_e^2 \rho_1 [1 + f(A-1)]}{\sqrt{3}g} \frac{1}{T_{eL}}, \quad (15)$$

$$P = \frac{1}{6\pi\sqrt{3}} \frac{\hbar^2 M_2}{g\mu_B k_B (\rho_1 J)^2}, \quad (16)$$

$$L = \left(1 + \frac{c_2}{c_1} \frac{S}{S+1}\right) \left(1 + \frac{c_2}{c_1} \frac{KS}{S+1}\right)^{-1}, \quad (17)$$

величина dH_0 описывает уширение линии, вызванное всеми прочими, неучтенными в нашей модели, механизмами.

На рис.1 сплошные кривые построены по формулам (12) и (13) при следующих значениях параметров: $dH_{sL} + dH_0 = 607$ Гс, $b_{HT} = 8 \cdot 10^{-5} \mu_B$, $b_{LT} = 12 \cdot 10^{-5} \mu_B$, $P = 56562$ Гс·К, $T_D = 137$ К, $L = 0.134$, $c_2/c_1 = 0.5$, $A = 3.6$. При этом значения двух последних параметров фиксировались в соответствии с оценками работы [2], а остальные подбирались при помощи стандартной процедуры аппроксимации методом наименьших квадратов. Видно, что экспериментальные кривые довольно хорошо описываются при помощи формул (12) и (13): отличие не превосходит разброса экспериментальных точек во всем диапазоне температур, за исключением небольшой области в районе $T = 120 \div 130$ К. Значение фактора g в формулах (14)–(16) определяется непосредственно из величины резонансного поля без учета его смещения вследствие эффекта размагничивания, связанного с формой образца. Как будет показано ниже, можно считать $g = 2$ с точностью не хуже $2 \div 3\%$, причем из сдвига линии при стремлении температуры к нулю можно оценить величину произведения $\rho_1 J \cong -2.5 \cdot 10^{-2}$. Для плотности электронных состояний, как и раньше, положим $k_B \rho_1 \approx 10^{-5} \text{ К}^{-1}$. Значение g -фактора для электронов обычно также мало отличается от $g_e = 2$ [8,9]. Теперь при помощи формул (14)–(17) получаем оценку величин $1/T_{sL} \leq \leq 10^{10} \text{ с}^{-1}$; $1/T_{eL} \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$; $\hbar^2 M_2 \cong 0.16(k_B \cdot K)^2$ и $K \cong 24$.

Видно, что предположения относительно скоростей релаксации (9) и (10) хорошо выполняются. Кроме того, при $T > 10 \div 20$ К неплохо выполняется соотношение (11) и, следовательно, система находится в режиме DBN и использование формул (1)–(3) вполне оправдано.

Для заданной концентрации ионов Gd нетрудно оценить второй момент, обусловленный диполь-дипольным взаимодействием $\hbar^2 M_{2dd} \cong 0.024(k_B \cdot K)^2$. Видно, что его величина почти на порядок меньше полученной нами оценки для полного момента M_2 . Это обстоятельство объясняет независимость ширины линии от концентрации Gd до уровня $10 \div 20$ at.% и позволяет сделать вывод о доминировании одноионного вклада в результирующую величину второго мо-

мента. Другими словами, это означает, что основной вклад во второй момент не связан с взаимодействием ионов Gd друг с другом, а обусловлен их взаимодействием с ближайшим локальным окружением, например, кристаллическими полями, либо сверхтонким взаимодействием. Константы сверхтонкого взаимодействия для ^{155}Gd и ^{157}Gd достаточно малы [10, 11] и дают величину расщепления $\approx 3 \div 5$ Гс, что много меньше характерной ширины линии. Кроме того, их суммарное относительное природное содержание менее 30%. Таким образом, вероятнее всего, второй момент обусловлен именно кристаллическим полем ближайших соседей. В предположении одноосной анизотропии кристаллического поля нетрудно оценить ее параметр $D \cong 0.14(K \cdot k_B)$ (для $S = 7/2$ и хаотического разброса осей кристаллитов $M_2 \cong 8D^2$ [12]).

Как показано в работе [13], изменение величины резонансного поля при понижении температуры может быть связано, помимо прочих причин, с ростом намагниченности M образца и зависит от его формы и характера расположения ионов – источников сигнала ЭПР – в кристаллической решетке. Для ионов, расположенных в узлах кристаллической решетки кубической симметрии, а также в случае их изотропного хаотического расположения дополнительное смещение резонансного поля при наблюдении ЭПР в тонкой пленке равно: $\Delta H_{r\perp} = 4\pi M$ – для магнитного поля, перпендикулярного плоскости пленки, $\Delta H_{r\parallel} = -2\pi M$ – для магнитного поля, параллельного плоскости пленки. В соответствии с этим, а также учитывая хорошо прослеживаемый линейный ход при высоких температурах, мы попытались описать температурную зависимость резонансного поля кривой вида:

$$H_r = H_0 + \beta 4\pi M + lT. \quad (18)$$

На рис.2 сплошные кривые построены по формуле (18) с параметрами: $H_0 = 3470$ Гс, $l = -0.3$ Гс/К, $\beta = 0.95$ – для перпендикулярной и $\beta = -0.7$ – для параллельной плоскости пленки ориентации магнитного поля. Величина $M = M_{\text{Gd}} \cdot N_{\text{Gd}}$ пересчитывалась непосредственно из экспериментальных данных по восприимчивости (рис.3). Видно, что экспериментальные кривые довольно хорошо описываются зависимостью (18). Существенное отличие величины β от -0.5 для параллельной ориентации поля свидетельствует, вероятнее всего, о наличии в расположении ионов Gd ближнего порядка некубической симметрии. Это может указывать на химическую природу образования капель и упорядочения ионов Gd в них. Прямая линия на рис.2 построена при $\beta = 0$ и характеризует величину резонансного поля без его смещения вследствие намагничивания образца. Такое определение резонансного поля позволяет более

корректно получать значение g -фактора. Величина H_0 соответствует резонансному полю, которое наблюдалось бы при $T \rightarrow 0$. Значение g -фактора здесь $g_0 = 1.95 < 2$. Как уже отмечалось, при понижении температуры ниже 20 К форма линии приближалась к гауссовой кривой. Это свидетельствует о замедлении обменных флуктуаций и о выходе системы из режима узкого горла. Замедление обменных флуктуаций связано, вероятнее всего, с приближением фазового перехода в состояние спинового стекла [3, 5, 14–16]. У нас о наличии фазового перехода свидетельствуют как максимум восприимчивости ($T_m \approx 12$ К), так и исчезновение при более низкой температуре ($T_{SG} \approx 5 \div 6$ К) собственно сигнала ЭПР. Электроны в этих условиях относительно быстро релаксируют к решетке и их намагниченность успевает следовать мгновенному значению внутреннего поля [7]. Это приводит к смещению резонансного поля (сдвигу Найта), величина которого определяется известным выражением: $\Delta g/g = \lambda \chi_e = (g_e/g)\rho J$. С точностью до десятых долей процента величина g -фактора для невзаимодействующих S -ионов Gd^{3+} не отличается от 2 [10]. Отсюда, используя экспериментальное значение $\Delta g = 2 - g_0 = 0.05$, нетрудно получить использованную выше оценку величины $\rho J \cong -2.5 \cdot 10^{-2}$ и, полагая $k_B \rho_1 \approx 10^{-5} \text{ К}^{-1}$, значение обменной константы $J \approx -2.5 \cdot 10^3 \text{ (К} \cdot k_B)$.

5. Заключение. Анализ экспериментальных результатов проведен при учете сильного структурного беспорядка изучаемой системы, приводящего к образованию капель – областей с высокой плотностью состояний электронов. Показано, что наблюдаемый сигнал ЭПР может быть сформирован только в условиях двойного узкого горла. Проведены оценки скоростей релаксации и получены соотношения, выполнение которых необходимо для реализации этих условий в изучаемой системе. Получены выражения, описывающие температурные зависимости положения и ширины линии в системе, в которой происходит локальный ферромагнитный переход в каплях. При оптимальном подборе параметров выражение для ширины линии хорошо описывает экспериментальные данные. Важнейшие из оцененных таким способом параметры – это скорости спин-решеточной релаксации для электронов $1/T_{eL}$ и ионов Gd $1/T_{sL}$, второй спектральный момент линии M_2 и параметр кристаллического поля D , температура ферромагнитного перехода T_D в каплях и число K атомов Gd в них. Экспериментально полученные значения скоростей релаксации подтверждают правильность предположения о нахождении системы в

условиях двойного узкого горла. Значение величины M_2 оказалось почти на порядок больше второго момента, даваемого диполь-дипольным взаимодействием, что хорошо объясняет независимость ширины линии от концентрации Gd и также свидетельствует в пользу режима узкого горла. Наконец, анализ температурной зависимости положения линии с учетом влияния намагниченности образца позволил сделать вывод о существовании в системе ионов Gd ближнего порядка некубической симметрии и оценить величину произведения $\rho_1 J$ электронной плотности состояний в матрице на константу обменного взаимодействия между электронами и ионами Gd .

Автор благодарен Ф. Хеллману за предоставленный образец для измерений, В. В. Тугушеву, Е. З. Мейлихову и Н. К. Чумакову за обсуждение результатов работы, ценные советы и замечания. Работа поддержана грантом CRDF (# RP2-2402-MO-02).

1. Rare-earth doped semiconductors II, Eds. S. Coffa, A. Polman, and R. Schwartz, Mater. Res. Soc., Pittsburgh, 1996, vol. 422 (1996).
2. S. Caprara, V. V. Tugushev, and N. K. Chumakov, принято в печать в ЖЭТФ (2005).
3. F. Hellman, M. Q. Tran, A. E. Gebala et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4652 (1996).
4. M. S. Sercheli, C. Rettori, and A. R. Zanatta, Brazilian J. of Physics **32**, no.2A, 409 (2002).
5. W. Teizer, F. Hellman, and R. C. Dynes, Phys. Rev. Lett. **85**, 848 (2000).
6. K. Yosida, Phys. Rev. **106**, 893 (1957).
7. S. E. Barnes, Adv. Phys. **30**, 801 (1981).
8. С. А. Альтшулер, Б. М. Козырев, *Электронный парамагнитный резонанс*, М.: Физ-мат. лит., 1961.
9. R. J. Elliott, Phys. Rev. **96**, 266 (1954).
10. С. А. Альтшулер, Б. М. Козырев, *Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп*, М.: Наука, 1972.
11. D. R. Hutton and G. J. Troup, Brit. J. Appl. Phys. **15**, 405 (1964).
12. D. L. Huber, G. Alejandro, A. Caneiro et al., Phys. Rev. **B60**, 17, 12155 (1999).
13. I. Svare and G. Seidel, Phys. Rev. **134**, 1A, A172 (1964).
14. B. L. Zink, E. Janod, K. Allen et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 2266 (1999).
15. F. Hellman, D. R. Queen, R. M. Potok et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 5411 (2000).
16. B. L. Zink, V. Preisler, D. R. Queen et al., Phys. Rev. **B66**, 195208 (2002).