

Особенности магнитных свойств редкоземельных интерметаллидов RMn_2Ge_2 (Обзор)

Н. П. Колмакова¹, Р. З. Левитин², А. А. Сидоренко¹

¹Брянский государственный технический университет, г. Брянск, 241035, Россия

²Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Воробьевы Горы, г. Москва, 119899, Россия
E-mail: levitin@plms.phys.msu.su

Статья поступила в редакцию 24 декабря 2001 г., после переработки 24 февраля 2002 г.

Магнитные и другие физические свойства тройных интерметаллических соединений RMn_2Ge_2 (R – редкая земля) представляют большой интерес из-за эффектов, связанных с сосуществованием $3d$ (марганцевой) и $4f$ (редкоземельной) магнитных подсистем. Слоистая структура, сильная чувствительность обменных параметров к межатомным расстояниям, антиферромагнитное обменное взаимодействие в марганцевой подсистеме в интерметаллидах с тяжелыми редкими землями и заметные эффекты кристаллического поля в редкоземельной подсистеме обуславливают сложные магнитные фазовые диаграммы этих соединений. Дан обзор экспериментальных и теоретических исследований магнитных свойств и магнитных фазовых диаграмм интерметаллических соединений RMn_2Ge_2 , включая измерения в сильных и сверхсильных магнитных полях. Предложена теоретическая модель, учитывающая особенности кристаллической структуры и иерархию обменных взаимодействий в интерметаллидах с тяжелыми редкими землями, которая во многих случаях позволяет описать магнитные свойства этих интерметаллидов в широком интервале магнитных полей и температур и из сравнения экспериментальных и рассчитанных кривых намагничивания и H – T фазовых диаграмм определить параметры взаимодействий для соединений RMn_2Ge_2 с R = Gd и Dy.

Магнітні та інші фізичні властивості потрійних інтерметалевих сполук RMn_2Ge_2 (R – рідка земля) викликають великий інтерес через ефекти, пов'язані із співіснуванням $3d$ (марганцевої) та $4f$ (рідкісноземельної) магнітних підсистем. Шарова структура, велика чутливість обмінних параметрів до міжатомних відстань, антиферромагнітна обмінна взаємодія у марганцевій підсистемі в інтерметалідах з важкими рідкими землями та помітні ефекти кристалічного поля в рідкісноземельній підсистемі обумовлюють складні магнітні фазові діаграми цих сполук. Надано огляд експериментальних та теоретичних досліджень магнітних властивостей та магнітних фазових діаграм інтерметалевих сполук RMn_2Ge_2 , які включають вимірювання у сильних та надсильних магнітних полях. Запропоновано теоретичну модель, яка враховує особливості кристалічної структури та ієрархію обмінних взаємодій в інтерметалідах з важкими рідкими землями, котра у багатьох випадках дозволяє описати магнітні властивості цих інтерметалідів в широкому інтервалі магнітних полів й температур та із порівняння експериментальних і розрахованих кривих намагнічування та H – T фазових діаграм визначити параметри взаємодії для сполук RMn_2Ge_2 з R = Gd та Dy.

PACS: 75.30.–m, 75.30.Gw, 75.30.Kz, 75.50.Gg

Содержание

1. Введение	906
2. Кристаллическая структура интерметаллических соединений RT_2X_2	906
3. Магнитные свойства и магнитные структуры интерметаллических соединений RMn_2Ge_2	907

4. Обменные взаимодействия в интерметаллических соединениях RМn ₂ Ge ₂	911
5. Описание магнитных свойств интерметаллидов RМn ₂ Ge ₂ в модели Яфета–Киттеля для ферримагнетиков с антиферромагнитным внутриподрешеточным обменным взаимодействием	913
6. Выход за рамки приближения Яфета–Киттеля	920
Заключение	924
Список литературы	924

1. Введение

В последние годы большой интерес вызывают тройные интерметаллические соединения, содержащие редкие земли (R) и переходные элементы (T). Это обусловлено тем, что включение в состав интерметаллида третьего (X) элемента дает возможность варьировать тип кристаллической структуры, межатомные расстояния, концентрацию электронов проводимости и т.д., что позволяет получать материалы с новыми магнитными свойствами.

Среди многочисленных тройных интерметаллидов пристальное внимание исследователей привлекают соединения RT₂X₂ (где X = Ge или Si), о чем свидетельствует значительное количество научных публикаций, появившихся в последние годы (см., например, обзор [1]). Это внимание обусловлено тем, что интерметаллиды RT₂X₂ проявляют большое разнообразие физических характеристик. Среди этих соединений обнаружены сверхпроводники, тяжелофермионные системы, в них наблюдаются эффекты, обусловленные переменной валентностью и т.д. [1]. Магнитные свойства этих интерметаллидов также весьма интересны, хотя нельзя сказать, что в настоящее время магнетизм интерметаллических соединений RT₂X₂ понят окончательно.

Особенно интересны магнитные свойства интерметаллидов типа RT₂X₂ с марганцем, так как только в RМn₂X₂ в 3d-марганцевой подсистеме возникает магнитное упорядочение при сравнительно высоких температурах [1]. Особенности кристаллической структуры и обменных взаимодействий RМn₂X₂ приводят к тому, что во многих из них наблюдаются спонтанные магнитные фазовые переходы, некоторые из которых до настоящего времени не нашли адекватного объяснения. Еще меньше исследованы магнитные фазовые переходы в магнитном поле. Недостаточно подробно изучены также магнитоупругие свойства интерметаллидов RМn₂X₂. В самое последнее время было обращено внимание на то, что благодаря особенностям кристаллической структуры эти интерметаллиды являются естественными сверхрешетками и могут быть использованы как

модельные объекты для изучения процессов, происходящих в сверхрешетках, что также усилило интерес к этим объектам.

Наиболее подробно исследованы свойства интерметаллических соединений RМn₂X₂ с X = Ge. В данной работе приведен краткий обзор природы и особенностей магнитного упорядочения в интерметаллидах типа RМn₂Ge₂, основанный как на сведениях, имеющихся в литературе, так и на экспериментальных и теоретических исследованиях авторов. Предложена теоретическая модель, позволяющая во многих случаях описать спонтанные и индуцированные магнитные фазовые переходы в этих соединениях.

2. Кристаллическая структура интерметаллических соединений RT₂X₂

Интерметаллические соединения типа RT₂X₂ образованы R — редкими землями, торием, ураном, иттрием, барием и кальцием, T — переходными элементами 3d-, 4d- и 5d-групп и X — германием или кремнием. Эти интерметаллиды с марганцем и другими 3d-металлами кристаллизуются в хорошо известную объемноцентрированную тетрагональную структуру, определенную

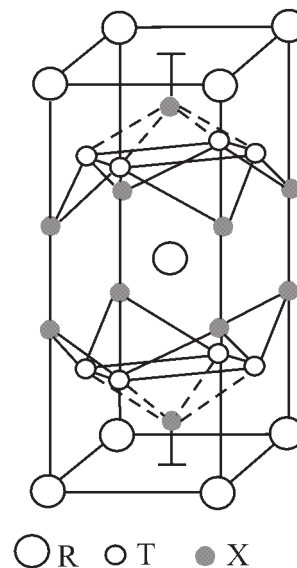
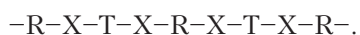


Рис. 1. Кристаллическая структура типа ThCr₂Si₂.

впервые для ThCr_2Si_2 [2], и имеют пространственную группу $I4/mmm$. Элементарная ячейка этой структуры содержит две формульных единицы и изображена на рис. 1.

Важной особенностью соединений RMn_2X_2 со структурой типа ThCr_2Si_2 является то, что эта структура состоит из слоев редких земель, переходных элементов и германия (или кремния), перпендикулярных тетрагональной оси c , расположенных в последовательности



Слои атомов X и T образуют структуру сэндвича, между соседними сэндвичами расположен атом редкой земли. Каждый атом R окружен восемью X -атомами и восемью T -атомами, которые расположены в углах куба. Межатомные расстояния $R-X$ и $R-T$ меньше суммы соответствующих ионных радиусов, однако больше суммы валентных радиусов.

3. Магнитные свойства и магнитные структуры интерметаллических соединений RMn_2Ge_2

Как уже отмечалось во Введении, многочисленные исследования показали, что в большинстве интерметаллических соединений RT_2Ge_2 атом переходного металла T не обладает магнитным моментом. Исключение составляет марганец, который магнитоупорядочен при относительно высоких температурах [1]. Таким образом, с магнитной точки зрения интерметаллиды RMn_2Ge_2 состоят из двух различных подсистем: R - и Mn -подсистемы. Особенностью магнитных свойств интерметаллидов RMn_2Ge_2 является то, что эти подсистемы магнитно упорядочиваются при различных температурах: при высоких температурах упорядочена только марганцевая подсистема, упорядочение редкоземельной подсистемы происходит при значительно более низких температурах. В табл. 1 приведены основные магнитные характеристики интерметаллидов RMn_2Ge_2 по данным разных экспериментов.

Нейтроннографические и магнитные исследования соединений RMn_2Ge_2 с легкими редкими землями [9,10] показали, что при понижении температуры в них происходит переход марганцевой подсистемы из парамагнитного в антиферромагнитное состояние (температура Нееля T_N), а затем при дальнейшем понижении температуры марганцевая подсистема переходит в ферромагнитное состояние (температура Кюри T_C). Температуры Нееля этих соединений лежат в интервале 390–410 К, а $T_C \approx 330$ К.

Магнитное упорядочение редкоземельной подсистемы в RMn_2Ge_2 с легкими редкими землями Pr и Nd происходит при температуре T_t порядка 100 К [10]. Наиболее сложным является магнитное поведение SmMn_2Ge_2 [13,15]. Как и в остальных интерметаллидах с легкими редкими землями, при понижении температуры в этом соединении наблюдаются переходы из парамагнитного в антиферромагнитное, а затем из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние. Однако в отличие от интерметаллидов с La , Pr и Nd в SmMn_2Ge_2 при охлаждении ниже температуры $T_{t1} \approx 150$ К марганцевая подсистема переходит из ферромагнитного в антиферромагнитное состояние (Sm -подсистема при этом магнитнеупорядоченна). При дальнейшем понижении температуры до $T_t \approx 100$ К происходит обратный переход Mn -подсистемы в ферромагнитное состояние, сопровождающийся ферромагнитным упорядочением Sm -подсистемы, так что возникает результирующая ферромагнитная структура.

Более простыми, с магнитной точки зрения, являются интерметаллиды RMn_2Ge_2 с тяжелыми редкими землями. При охлаждении до температуры Нееля T_N в них возникает антиферромагнитное упорядочение в Mn -подсистеме [1]. Значение T_N равно 410 К для Tb -соединения и увеличивается при возрастании номера редкой земли до $T_N \approx 478$ К для $TmMn_2Ge_2$ [19,21]. Некоторая особенность наблюдается для $GdMn_2Ge_2$. В нем $T_N \approx 365$ К [5,18]. Однако в работе [17] обнаружена аномалия намагниченности этого интерметаллида при температуре $T_N \approx 480-500$ К. Природа этой аномалии не ясна.

При дальнейшем охлаждении до температуры T_t в интерметаллидах RMn_2Ge_2 с тяжелыми редкими землями происходит магнитное упорядочение редкоземельной подсистемы [19,21]. Эта температура равна примерно 95 К для Gd - и Tb -соединений, около 40 К для $DyMn_2Ge_2$ и значительно меньше для соединений с Ho ($T_t = 2,15$ К), Er ($T_t = 5,5$ К) и Tm ($T_t = 8,5$ К) [21]. Отметим, что в соединениях с Gd , Tb и Dy возникновение магнитного порядка в R -подсистеме является фазовым переходом первого рода и сопровождается переходом Mn -подсистемы из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние, так что результирующая магнитная структура становится ферромагнитной. В остальных соединениях с тяжелыми редкими землями магнитное упорядочение редкоземельной подсистемы является фазовым переходом второго рода, при этом Mn -подсистема остается антиферромагнитной до самых низких исследованных температур (~ 2 К) [21].

Таблица 1

Основные магнитные характеристики соединений RMn_2Ge_2 : T_N – температура Нееля; T_C – температура Кюри; T_t – температура магнитного упорядочения R-подсистемы; Θ_p – парамагнитная температура Кюри; M_{eff} – эффективный момент; M_S – спонтанная намагниченность при 4,2 К; m_{Mn} и m_{R} – магнитный момент атомов Mn и R при 4,2 К соответственно; g_{J} – магнитный момент R^{3+} и ОЛН – ось легкого намагничивания

R	T_N , К	T_C , К	T_t , К	Θ_p , К	M_{eff} , μ_B	M_S , μ_B	m_{Mn} , μ_B	m_{R} , μ_B	g_{J} , μ_B	ОЛН			
La	413 [3]	310 [5,6]		270 [6]	3,5 [6]	3,1 [6]	3,065 [9]			[001]			
	410 [4]	306 [7]		225 [9]	4,7 [7]	3,0 [5,7]	1,55 [6]						
		326 [8]			3,39 [9]								
Pr	414 [3]	330 [10]	100 [10]	260 [10]	6,1 [10]	5,9 [11]	2,80 [10]	2,95 [10]	3,2	[001]			
	415 [4]	329 [11]	80 [11]			3,7 [10]	1,55 [11]	2,77 [11]					
		334 [5]	40 [5]			3,9 [5]							
Nd	418 [3]	330 [10]	100 [10]	280 [10]	6,0 [10]	5,7 [12]	2,70 [10]	2,35 [10]	3,28	[001], $\perp \mathbf{c}^{**}$			
	415 [4]	336 [12]	40 [5]			5,2 [10]	1,55 [3]						
		334 [5]				6,0 [5]							
Sm	389 [3]	348 [13]	60; 196* [13]		3,4 [7]	3,0 [7]	1,7 [13]		0,71	[001], [110]***			
	385 [4]	350 [14]	100; 153 [14]										
		341 [15]	100; 153 [15]										
Gd	365 [5,16]		95	100 [19]	8,8 [19]	3,6 [19]	2,0 [18]	7,0 [17]	7	[001]			
			[5,16,17,18]				1,7 [17]						
Tb	414 [19] 413 [20]		95 [19]	100 [19]	10,4 [19]	5,3 [19]	2,21 [21]	8,81 [21]	9	[001]			
			110 [20]				9,6 [7]				6,0 [7]	2,3 [20]	8,0 [19]
			105 [21]									1,7 [19]	7,8 [20]
Dy	438 [19,22] 430 [23,24] 385 [5,7]		40 [19]	100 [19]	10,8 [19]	6,2 [19]	2,2 [24]	10,2 [18,24]	10	[001]			
			47 [5,7]				9,9 [5,7]				2,0 [22]	3,5 [5,7]	
Ho	459 [19] 403 [5,7]		4,2 [19]	100 [19]	10,0 [19]	5,5 [5,7]	2,38 [21]	6,9 [21]	10	[001]			
			2,1 [21]								8,5 [5,7]		
			37 [5,7]										
Er	475 [19] 390 [7]		5,5 [21]	224 [19]	9,4 [19]	8,3 [19]	2,3 [7]	6,81 [21]	9	$\perp \mathbf{c}$			
			8,5 [7]				9,0 [7]				6,0 [7]	2,34 [21]	7,7 [7]
			4,2 [19]										
Tm	487 [21] 458 [7]		8,5 [21]		6,2 [7]		2,28 [21]	6,63 [21]	7	[001]			
Y	427 [3]			394 [3]	3,34 [3]		2,23 [21]						
	437 [25]			385 [7]	3,8 [7]		0,11 [25]				2,95 [7]		
	395 [7]												

Примечания: * В SmMn_2Ge_2 при охлаждении до этой температуры происходит переход из ферромагнитной фазы в антиферромагнитную в марганцевой подсистеме; ** ниже 250 К; *** ниже 100 К.

Ранее предполагалось, что магнитная структура Mn-подсистемы состоит из ферромагнитно-упорядоченных плоскостей марганца типа (001), а результирующая ферро- или антиферромагнитная структура реализуется соответственно при параллельной или антипараллельной ориентации магнитных моментов соседних плоскостей. Однако недавние нейтронографические исследования [8–10] показали, что ситуация является более сложной. Из измерений дифракции нейтронов как на чистых RMn_2Ge_2 , так и на смешанных соединениях типа $(\text{Y},\text{La})\text{Mn}_2\text{Ge}_2$ и $(\text{R},\text{R}')\text{Mn}_2\text{Ge}_2$ следует, что коллинеарное магнитное упорядочение Mn-подсистемы имеет место только в соединениях с тяжелыми редкими землями Tb, Dy, Ho, Er, Tm и Y (интерметаллид GdMn_2Ge_2 нейтронографически не исследован из-за большого сечения поглощения нейтронов гадолинием). В то же время в интерметаллидах с легкими редкими землями в марганцевой подсистеме образуются более сложные магнитные структуры, особенностями которых является то, что во многих соединениях в плоскости типа (001) возникает магнитное упорядочение, в котором сочетаются ферро- и антиферромагнитная компоненты и, кроме того, в некоторых соединениях имеют место длиннопериодные неколлинеарные структуры. На рис. 2 показаны различные типы магнитных структур Mn-подсистемы, которые свойственны системе $(\text{Y},\text{La})\text{Mn}_2\text{Ge}_2$ и другим RMn_2Ge_2 интерметаллидам [8,10,26]. В соединении $\text{Y}\text{Mn}_2\text{Ge}_2$ имеет место коллинеарная антиферромагнитная структура типа *AFil*. Такой структурой обладает Mn-подсистема в интерметаллидах с тяжелыми редкими землями при температуре выше T_t . Ниже T_t Mn-подсистема в соединениях с Tb, Dy и, по-видимому, с Gd переходит в коллинеарную ферромагнитную структуру типа *F* [21]. Антиферромагнитная структура типа *AFil* Mn-подсистемы в соединениях с Ho, Er и Tm сохраняется до самых низких температур (~ 2,2 К). В соединении LaMn_2Ge_2 при высоких температурах ($T_N > T > T_C$) имеется плоская спиральная антиферромагнитная структура типа *AFfs*, которая при температуре ниже T_C переходит в несоразмерную структуру типа *Fmi* с ферромагнитной компонентой вдоль тетрагональной оси. В соединениях PrMn_2Ge_2 и NdMn_2Ge_2 при температуре выше точки T_C Mn-подсистема обладает коллинеарной антиферромагнитной структурой типа *AFI*, в которой магнитный момент перпендикулярен оси *c*. Ниже T_C в этих соединениях обнаружена соразмерная ферромагнитная структура типа *Fmc* с ферромагнитной компонентой вдоль оси *c*. При

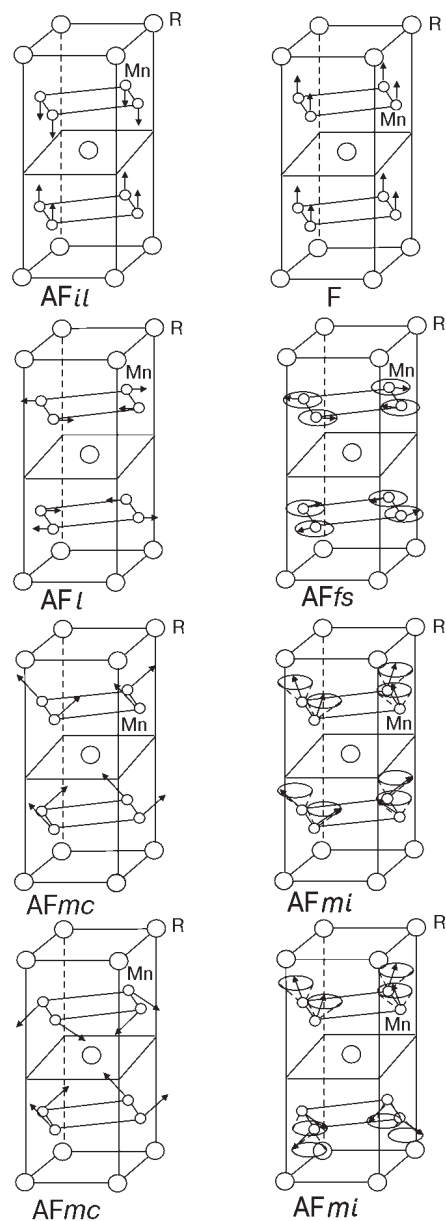


Рис. 2. Магнитные структуры марганцевой подсистемы, наблюдаемые в интерметаллических соединениях RMn_2Ge_2 .

еще более низких температурах ($T < 280$ и 250 К для Pr и Nd соответственно) в Mn-подсистеме возникает спиральная ферромагнитная структура типа *Fmi*.

Магнитное упорядочение в редкоземельной подсистеме также различно в различных соединениях. В интерметаллидах с Pr, Nd, Gd, Tb, Dy и Er при температуре ниже T_t R-подсистема имеет коллинеарную ферромагнитную структуру. Магнитные моменты Nd и Er лежат в плоскости (001), а в остальных соединениях магнитный момент редкой земли ориентирован вдоль тетраго-

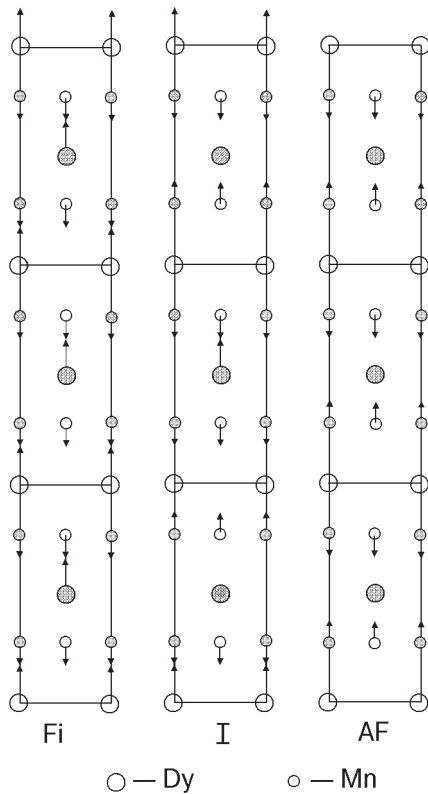


Рис. 3. Магнитные структуры соединения DyMn_2Ge_2 (заштрихованы атомы, сдвинутые относительно плоскости рисунка на половину параметра решетки).

нальной оси [10,21]. В соединении HoMn_2Ge_2 ниже T_t в Ho-подсистеме сосуществуют две различные синусоидально модулированные магнитные структуры [21]. В TmMn_2Ge_2 [21] моменты Tm лежат в базисной плоскости. Вдоль оси c ферромагнитные слои Tm (001) чередуются в последовательности $++--$. Моменты Mn немного отклонены от оси c , причем компоненты моментов Mn в слое (001) чередуются от слоя к слою в той же последовательности, что и моменты Tm.

В результате магнитных и нейтронографических исследований обнаружили также [22,24], что в соединении DyMn_2Ge_2 при $T < T_1 = 33\text{--}35$ К магнитная структура является ферримагнитной: магнитные моменты марганцевой и диспрозиевой подсистем коллинеарны тетрагональной оси и антипараллельны друг другу (рис. 3, фаза Fi). Выше $T_2 = 37,5\text{--}40$ К марганцевая подсистема антиферромагнитна, а диспрозиевая находится в парамагнитном состоянии (рис. 3, фаза AF). По данным работы [22], при $T_1 < T < T_2$ наблюдается сосуществование ферримагнитной и антиферромагнитной фаз с фазой, в которой направления магнитных моментов марганцевой подсистемы чередуются по типу $--+--+$, а диспрозиевая подсистема упорядочена частично: $1/3$ атомов дис-

прозия магнитоупорядочены, а $2/3$ находятся в парамагнитном состоянии (рис. 3, фаза I).

Нейтронографические исследования SmMn_2Ge_2 до сих пор не проводились. Но исследования смешанного соединения на основе кремния $\text{Nd}_{0,35}\text{La}_{0,65}\text{Mn}_2\text{Si}_2$ [26], в котором обнаружены температурно-индуцированные спонтанные магнитные фазовые переходы, такие же как и в SmMn_2Ge_2 , показали, что в этом соединении при различных температурах Mn-подсистема обладает различными магнитными структурами, аналогичными тем, что были обнаружены в интерметаллидах на основе германия с легкими редкими землями (см. рис. 2). Ниже $T_N \approx 395$ К соединение $\text{Nd}_{0,35}\text{La}_{0,65}\text{Mn}_2\text{Si}_2$ характеризуется структурой AFI , в интервале температур между $T_C \approx 295$ К и $T_{t1} \approx 220$ К – структурой Fmc , при $T_{t1} > T > T_{t2} \approx 50$ К оно имеет структуру AFmc и при $T < T_{t2}$ вновь структуру Fmc (перечисленные магнитные структуры изображены на рис. 2). Возможно, в SmMn_2Ge_2 Mn-подсистема обладает такими же структурами.

В интерметаллидах с легкими редкими землями обменное взаимодействие R–Mn является ферромагнитным, и вследствие этого результирующая магнитная структура ниже температуры магнитного упорядочения редкоземельной подсистемы является ферромагнитной. Наоборот, в интерметаллидах с тяжелыми редкими землями обменное взаимодействие R–Mn антиферромагнитно, так что результирующая магнитная структура является ферримагнитной.

Магнитные моменты Mn при $T = 4,2$ К в соединениях LaMn_2Ge_2 , PrMn_2Ge_2 и NdMn_2Ge_2 , определенные из нейтронографических исследований [8,10], составляют $3,06$; $2,8$ и $2,7 \mu_B$ соответственно, что гораздо больше значений, полученных из магнитных измерений. Это различие объясняется тем, что в изученных соединениях, как обнаружили нейтронографические исследования, Mn-подсистема обладает неколлинеарной структурой.

В соединениях с тяжелыми редкими землями, согласно магнитным измерениям на монокристаллах [19,27], магнитный момент марганца составляет примерно $1,7\text{--}2 \mu_B$. В то же время из данных нейтронографических измерений момент марганца в этих соединениях почти одинаков и равен $2,3 \mu_B$ [21]. Отметим, что по данным нейтронографии магнитный момент марганца в соединениях с легкими редкими землями гораздо больше момента марганца в соединениях с тяжелыми редкими землями. Одним из объяснений этого является то, что марганец в соединениях с

Таблица 2

Величины констант магнитной анизотропии соединений RMn_2Ge_2 при $T = 4,2 \text{ K}$ (по данным [11,19])

R	K_1 , эрг/см ³	ОЛН
La	$2,2 \cdot 10^6$	[001]
Pr	$5,3 \cdot 10^7$	[001]
Gd	$5,4 \cdot 10^6$	[001]
Tb	$8,4 \cdot 10^7$	[001]
Dy	$1,3 \cdot 10^8$	[001]
Ho	$1,3 \cdot 10^8$	[001]
Er	$-4,2 \cdot 10^8$	[110]

легкими и тяжелыми редкими землями находится в различных электронных состояниях. Возможно, за это явление ответственно изменение расстояния между атомами марганца при движении от La до Tm. Из табл. 1 видно, что магнитные моменты редких земель близки к теоретическим значениям $g_J \mu_B$ свободных ионов R^{3+} (кроме Nd и Ho). Некоторые различия могут быть объяснены влиянием кристаллического поля на состояние ионов R^{3+} . В работе [28] было обнаружено существенное уменьшение магнитного момента марганца ($\Delta m_{\text{Mn}}/m_{\text{Mn}} \approx 16\%$ в TbMn_2Ge_2) при переходе марганцевой подсистемы из ферро- в антиферромагнитное состояние в соединениях системы $\text{Nd}_x\text{Tb}_{1-x}\text{Mn}_2\text{Ge}_2$ при $x = 0-0,4$.

Магнитные исследования показали [6,11,12,17,27], что ось легкого намагничивания (ОЛН) в соединениях RMn_2Ge_2 с $\text{R} = \text{La, Pr, Gd, Tb, Dy, Ho}$ и Tm ориентирована вдоль тетрагональной оси, а в ErMn_2Ge_2 ОЛН параллельна направлению [110] [19,21]. В соединении NdMn_2Ge_2 при температуре выше $T_{sr} = 250 \text{ K}$ ОЛН является ось c , при $T < T_{sr}$ ОЛН переориентируется в плоскость (001) [12], так что происходит спин-переориентационный переход. В соединении SmMn_2Ge_2 при температуре выше $T_t = 100 \text{ K}$ ОЛН параллельна ось c , а при $T < T_t$ ОЛН ориентирована вдоль оси [110] [13].

Кривые намагничивания монокристаллов RMn_2Ge_2 вдоль направлений легкого и трудного намагничивания показали [19], что соединения, в которых редкоземельные атомы имеют отличный от нуля орбитальный момент, обладают большой магнитной анизотропией (табл. 2). Из таблицы видно, что магнитная анизотропия GdMn_2Ge_2 (ион Gd^{3+} находится в S -состоянии) на порядок

меньше, чем магнитная анизотропия других соединений с магнитными редкими землями. Это свидетельствует о том, что большая магнитная анизотропия обусловлена редкоземельными ионами и, по-видимому, как и в других R-T- интерметаллидах, имеет одноионную природу.

4. Обменные взаимодействия в интерметаллических соединениях RMn_2Ge_2

Как показано выше, соединения RMn_2Ge_2 обладают различными магнитными структурами и при изменении температуры в них происходят различные магнитные фазовые переходы. Возникновение этих структур и переходов тесно связано с конкуренцией различных типов обменных взаимодействий, причем в эти взаимодействия дают вклад разные механизмы (обменное взаимодействие через электроны проводимости РККИ, а также косвенный обмен между магнитными атомами через германий). Вообще говоря, в интерметаллидах RMn_2Ge_2 можно классифицировать четыре типа обменного взаимодействия:

- а) Mn–Mn в слое;
- б) межслойное Mn–Mn (в простейшем случае между ближайшими плоскостями марганца);
- в) Mn–R;
- г) R–R.

Многочисленные исследования показали (см., например, обзор [1]), что наибольшим является обменное взаимодействие Mn–Mn в слое, которое в основном определяет температуру магнитного упорядочения интерметаллидов RMn_2Ge_2 . В соединениях с тяжелыми редкими землями это взаимодействие является ферромагнитным. В соединениях с легкими редкими землями в слое возникает антиферромагнитное упорядочение при высоких температурах (выше температуры T_C). Это связывается с возникновением антиферромагнитной составляющей обмена в слое, которая зависит от межатомного расстояния Mn–Mn $d_{\text{Mn–Mn}}$ в слое. Согласно [26], критическое расстояние d_c равно примерно $2,87 \text{ \AA}$. В соединениях с тяжелыми редкими землями $d_c > d_{\text{Mn–Mn}}$, поэтому в этих интерметаллидах антиферромагнитная компонента отсутствует и марганец в слое упорядочен ферромагнитно. В интерметаллидах с легкими редкими землями, для которых $d_c < d_{\text{Mn–Mn}}$, из-за антиферромагнитной составляющей обмена возникает антиферромагнитное (коллинеарное или неколлинеарное) магнитное упорядочение в слое. Отметим, однако, что вопрос о природе и особенностях антиферромагнитной составляющей обменного взаимодействия в

слое изучен недостаточно и нуждается в дополнительном исследовании.

Обменное взаимодействие между плоскостями марганца на порядок меньше обменного взаимодействия Mn–Mn в слое. Как показано многими авторами (см., например, [13], там же ссылки на другие работы), это взаимодействие также сильно зависит от межатомного расстояния Mn–Mn в слое и меняет знак при некотором критическом значении $d_{c1} = 2,86 \text{ \AA}$. В соединениях с легкими редкими землями межатомное расстояние Mn–Mn при комнатной температуре превышает d_{c1} и обменное взаимодействие между ближайшими плоскостями марганца является ферромагнитным. Наоборот, в соединениях с тяжелыми редкими землями это взаимодействие является антиферромагнитным, так как межатомное расстояние Mn–Mn меньше d_{c1} . В результате в соединениях с легкими редкими землями марганцевая подсистема имеет ферромагнитную структуру, а в интерметаллидах с тяжелыми редкими землями при температуре выше точки магнитного упорядочения редких земель марганцевая подсистема находится в антиферромагнитном состоянии. Зависимость межплоскостного обмена марганец–марганец от межатомных расстояний подтверждается многочисленными исследованиями как на SmMn_2Ge_2 , так и на некоторых смешанных соединениях [25,29,30]. В SmMn_2Ge_2 межатомное расстояние Mn–Mn в слое близко к d_{c1} . При комнатной температуре в этом соединении $d > d_{c1}$ и SmMn_2Ge_2 является ферромагнетиком. При охлаждении из-за изменения межатомных расстояний с температурой d становится меньше и происходит переход марганцевой подсистемы в антиферромагнитное состояние, который обусловлен изменением знака межслойного обменного взаимодействия Mn–Mn. Дальнейшее понижение температуры приводит к магнитному упорядочению Sm-подсистемы, что индуцирует возврат ферромагнитного упорядочения марганцевой подсистемы. Аналогичный переход марганцевой подсистемы наблюдается в соединениях с Gd, Tb и Dy при понижении температуры до T_t .

Отметим, что зависимость межплоскостного обменного взаимодействия Mn–Mn от межатомного расстояния в слое d (или, иными словами, от параметра кристаллической структуры a) приводит к тому, что при спонтанных магнитных фазовых переходах, обусловленных переходом марганцевой подсистемы из ферро- в антиферромагнитное состояние, на температурных зависимостях параметра a возникают значительные магнитоупругие аномалии [31]. Это хорошо видно на

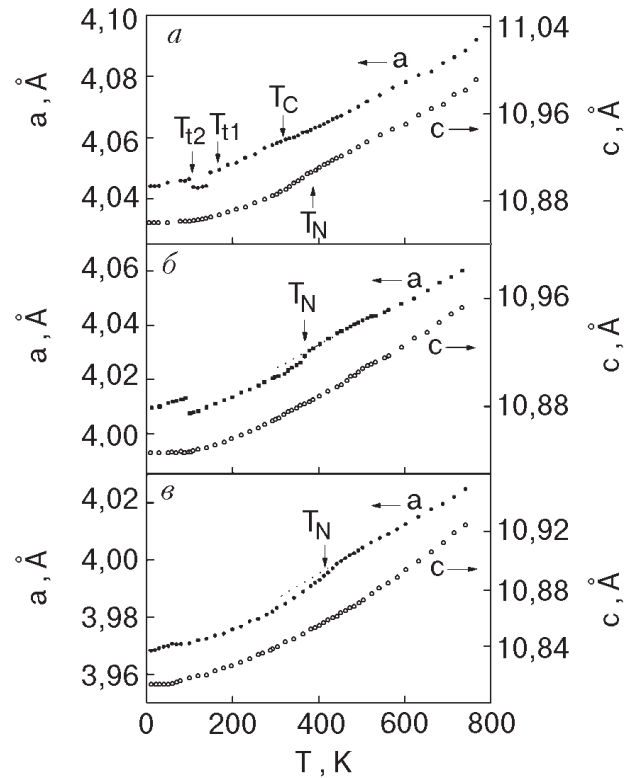


Рис. 4. Температурные зависимости параметров кристаллической структуры соединений RMn_2Ge_2 : R = Sm (а), Gd (б), Dy (в).

рис. 4, на котором показаны температурные зависимости параметров кристаллической структуры некоторых интерметаллидов RMn_2Ge_2 из работы [31].

Обменное взаимодействие Mn–R имеет примерно такую же величину, как обменное взаимодействие между ближайшими плоскостями марганца. Конкуренцией этих двух взаимодействий определяются магнитные свойства рассматриваемых соединений при низких температурах. В соединениях с Gd, Tb и Dy при температуре магнитного упорядочения R-подсистемы Mn-подсистема переходит из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние вследствие того, что обменное взаимодействие Mn–R превышает антиферромагнитное обменное взаимодействие между ближайшими плоскостями марганца. В соединениях с Ho, Er и Tm антиферромагнетизм в Mn-подсистеме сохраняется до самых низких температур, так как в этих соединениях обменное взаимодействие Mn–R меньше, чем межплоскостное обменное взаимодействие марганца. Магнитное упорядочение R-подсистемы в соединениях с Gd, Tb и Dy обусловлено обменным взаимодействием Mn–R, а в соединениях с Ho, Er и Tm магнитное упорядочение R-подсистемы вызывается собственным обменным R–R взаимодействием,

которое на порядок меньше обменного взаимодействия Mn-R .

В заключение следует отметить, что природа магнетизма $3d$ -подсистемы в интерметаллидах типа RT_2X_2 в настоящее время не ясна. В работах [32,33] была предпринята попытка объяснить различие свойств марганцевой и других $3d$ -подсистем в этих интерметаллидах в рамках модели зонного магнетизма. Была рассчитана зонная структура интерметаллидов LaMn_2Ge_2 , Ym_2Ge_2 и LaCo_2Ge_2 и показано, что величина плотности состояний на уровне Ферми в Ym_2Ge_2 и LaMn_2Ge_2 относительно велика, и в этих соединениях критерий зонного ферромагнетизма Стонера выполнен. Величина плотности состояний на уровне Ферми в LaCo_2Ge_2 значительно меньше, для этого интерметаллида критерий Стонера не выполнен, и поэтому Co -подсистема является немагнитной. Таким образом, расчеты в зонной модели позволяют объяснить наличие магнитного упорядочения в марганцевой подсистеме и ее отсутствие в кобальтовой подсистеме соединений RT_2Ge_2 . Однако анализ магнитных моментов марганца в магнитоупорядоченном и парамагнитном состояниях привел авторов [1] к выводу, что магнетизм марганцевой подсистемы в интерметаллидах RMn_2Ge_2 не может быть полностью описан в зонной модели. Этот вопрос нуждается в дополнительном исследовании.

5. Описание магнитных свойств интерметаллидов RMn_2Ge_2 в модели Яфета—Киттеля для ферримагнетиков с антиферромагнитным внутриподрешеточным обменным взаимодействием

Итак, в интерметаллических соединениях RMn_2Ge_2 имеются две магнитные подсистемы — марганцевая и редкоземельная. В интерметаллидах с тяжелыми редкими землями обменное взаимодействие между этими подсистемами антиферромагнитно, поэтому эти интерметаллиды можно рассматривать как двухподрешеточные ферримагнетики. Важной особенностью RMn_2Ge_2 с тяжелыми редкими землями является то, что обменное взаимодействие между соседними слоями марганца также является антиферромагнитным, поэтому эти соединения можно рассматривать как двухподрешеточные ферримагнетики с антиферромагнитным обменным взаимодействием в одной из подрешеток. Впервые свойства таких ферримагнетиков были рассчитаны Яфетом и Киттелем [34], которые показали, что в обменном приближении при $H = 0$ в таких ферримагнетиках наряду с обычной коллинеарной ферримагнитной (Fi)

фазой, в которой магнитные моменты подрешеток ориентированы антипараллельно друг другу, может возникать треугольная (Т) магнитная фаза, в которой подрешетка с антиферромагнитным внутриподрешеточным обменным взаимодействием (нестабильная подрешетка) разбивается на две эквивалентные субподрешетки, магнитные моменты которых ориентированы одинаково относительно магнитного момента стабильной подрешетки под углом друг к другу. В дальнейшем в работе [35] было установлено, что в поле в таком ферримагнетике наряду с Т-фазой, в которой магнитные моменты подрешеток ориентированы под углом друг к другу, и ферромагнитной (F) фазой, в которой магнитные моменты подрешеток параллельны друг другу, возможна фаза, в которой магнитные моменты субподрешеток антипараллельны (антиферромагнитная (AF) фаза).

Модель Яфета—Киттеля была применена [36–38] для описания свойств интерметаллидов систем $\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mn}_2\text{Ge}_2$ и $\text{Gd}_{1-x}\text{La}_x\text{Mn}_2\text{Ge}_2$. Для таких систем термодинамический потенциал при низких температурах может быть записан в виде

$$\Phi = -\lambda_{12}\mathbf{M}(\mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2) - \lambda'_{22}\mathbf{m}_1\mathbf{m}_2 - \frac{1}{2}\lambda_{22}(m_1^2 + m_2^2) - \frac{1}{2}\lambda_{11}\mathbf{M}^2 - \frac{K}{2m^2}(m_{1z}^2 + m_{2z}^2) - H(\mathbf{M} + \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2). \quad (1)$$

Здесь первый член описывает обменное взаимодействие стабильной (магнитный момент \mathbf{M}) и нестабильной (магнитный момент $\mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2$) подрешеток ($\lambda_{12} < 0$), второй член — обмен между субподрешетками ($\lambda'_{22} < 0$), третий — обмен внутри субподрешеток ($\lambda_{22} > 0$), четвертый — обменное взаимодействие внутри стабильной подрешетки ($\lambda_{11} > 0$), пятый — магнитную анизотропию нестабильной подрешетки (ось z совпадает с осью кристалла, $m = |\mathbf{m}_1| = |\mathbf{m}_2|$), последний член описывает зеemannовскую энергию. Подчеркнем, что в этом случае используется приближение ближайших соседей, т.е. учитываются только обменные взаимодействия соседних плоскостей данного типа. В системах с гадолинием, который является S -ионом, можно пренебречь магнитной анизотропией гадолиниевой подсистемы (случай не S -иона разобран в следующем разделе) и считать, что анизотропией обладает только нестабильная марганцевая подрешетка, причем направление легкого намагничивания этой подрешетки, согласно экспериментальным данным, для рассматриваемых систем параллельно оси кристалла (константа магнитной анизотропии $K > 0$).

Из условий минимума термодинамического потенциала можно определить равновесные магнитные структуры, построить магнитные фазовые диаграммы и кривые намагничивания. Из термодинамического потенциала (1) следует (более подробно см. [36]), что в отсутствие поля в такой системе при достаточно большой величине межподрешеточного обменного взаимодействия осуществляется коллинеарная *Fi*-фаза с направлением магнитных моментов подрешеток коллинеарно оси кристалла. Уменьшение межподрешеточного обмена приводит к переходу второго рода из *Fi*-фазы в треугольную *T*-фазу с ориентацией магнитного момента стабильной подрешетки параллельно оси кристалла. При дальнейшем уменьшении обменного взаимодействия между подрешетками магнитный момент стабильной подрешетки скачком переориентируется перпендикулярно оси кристалла и возникает новая треугольная фаза *T'*. Наконец, если обменное поле, действующее на нестабильную подрешетку, равно нулю, в этой подрешетке возникает антиферромагнитная структура с ориентацией магнитных моментов субподрешеток коллинеарно оси кристалла. Спонтанные магнитные структуры, возникающие в двухподрешеточном ферримагнетике с отрицательным обменом в одной из подрешеток и одноосной анизотропией в этой подрешетке, показаны на рис. 5.

Таким образом, анизотропия нестабильной подрешетки приводит к расщеплению треугольной структуры, возникающей, как было показано Яфетом и Киттелем, в изотропном ферримагнетике с магнитной нестабильностью, на две треугольные структуры с перпендикулярной ориентацией магнитного момента стабильной подрешетки. Переход из фазы *T* в *T'* обусловлен тем, что в фазе *T* уменьшение межподрешеточного обмена приводит к увеличению угла между осью кристалла и направлениями магнитных моментов субподрешеток, вызывая возрастание энергии магнитной

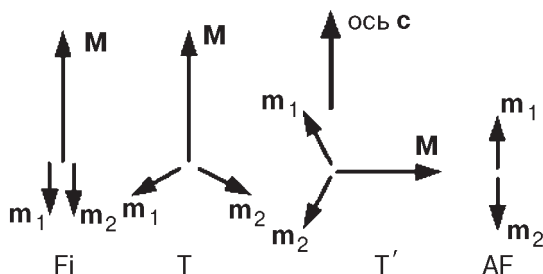


Рис. 5. Возможные спонтанные магнитные фазы ферримагнетика с антиферромагнитным обменным взаимодействием в нестабильной подрешетке при учете магнитной анизотропии этой подрешетки.

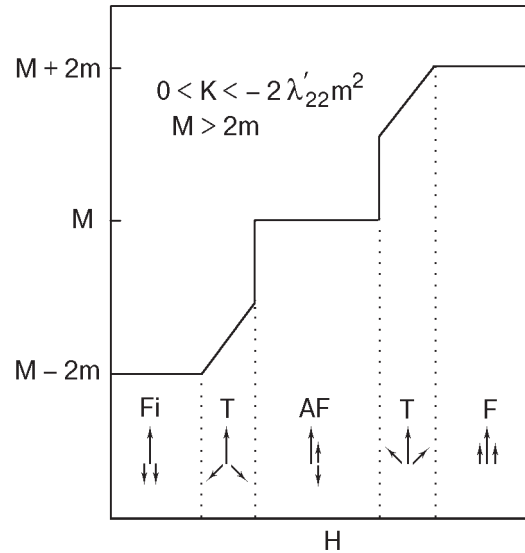


Рис. 6. Кривая намагничивания анизотропного ферримагнетика с антиферромагнитным обменным взаимодействием в нестабильной подрешетке в поле вдоль оси кристалла.

анизотропии и стимулирую переход в фазу *T'*, в которой энергия магнитной анизотропии уменьшается.

Теперь проанализируем поведение анизотропного ферримагнетика с магнитной нестабильностью в магнитном поле. Рассмотрим ситуацию, когда магнитный момент стабильной подрешетки больше магнитного момента нестабильной подрешетки. Ограничимся для простоты случаем, когда в исходном состоянии полный момент кристалла ориентирован вдоль его оси (фазы *Fi* и *T*) и внешнее поле также направлено вдоль этой оси. В этом случае задача сводится к поведению одноосного антиферромагнетика в эффективном поле, равном сумме внешнего поля и молекулярного поля, действующего на нестабильную подрешетку со стороны стабильной. Если $M > 2m$, то при сравнительно небольшой магнитной анизотропии ($K < -2\lambda'_{22}m$) при возрастании поля возникает следующая последовательность фаз: $Fi \leftrightarrow T \leftrightarrow AF \leftrightarrow T \leftrightarrow F$. Переходы между треугольной и антиферромагнитной фазами являются переходами первого рода, остальные — магнитные фазовые переходы второго рода. Кривая намагничивания в этом случае схематически показана на рис. 6, поля переходов равны:

$$\begin{aligned}
 H_{Fi \leftrightarrow T} &= 2\lambda'_{22}m - \lambda_{12}M + 2K, \\
 H_{T \leftrightarrow AF} &= -\lambda_{12}M - \sqrt{(-2\lambda'_{22}m^2 + K)K}, \\
 H_{AF \leftrightarrow T} &= -\lambda_{12}M + \sqrt{(-2\lambda'_{22}m^2 + K)K}, \\
 H_{T \leftrightarrow F} &= -2\lambda'_{22}m - \lambda_{12}M - 2K.
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

Если константа магнитной анизотропии возрастает, то при $K > -2\lambda'_{22}m$ угловые фазы становятся энергетически невыгодными — система становится изинговской.

При ориентации поля перпендикулярно оси кристалла в полях, больших поля технического насыщения (когда магнитный момент стабильной подсистемы ориентирован перпендикулярно оси кристалла), осуществляется следующая последовательность фаз: $\text{Fi}' \leftrightarrow \text{T}' \leftrightarrow \text{F}'$ (штрих означает, что магнитный момент стабильной подрешетки ориентирован перпендикулярно оси кристалла). Критические поля этих переходов второго рода описываются выражениями

$$H = -\lambda_{12}M \pm \lambda'_{22}m \left(2 - \frac{K}{\lambda'_{22}m^2} \right),$$

где знак «+» относится к переходу $\text{Fi}' \leftrightarrow \text{T}'$, а «-» — к $\text{T}' \leftrightarrow \text{F}'$. Однако заметим, что если поле технического насыщения больше, чем критическое

поле перехода $\text{Fi}' \leftrightarrow \text{T}'$, то ферримагнитная структура не возникает [36].

Обратим внимание на то, что приведенные выше формулы относятся к низким температурам, когда можно не учитывать зависимости от поля магнитных моментов стабильной и нестабильной подрешеток. При более высоких температурах, когда этими зависимостями пренебрегать нельзя, расчет проводится численно (см. [36,38,39]). Для этого вычисляется свободная энергия различных фаз с учетом как внутренней энергии, так и энтропийного вклада и находится фаза с минимальной при данных условиях свободной энергией.

Напомним, что при расчетах необходимо принимать во внимание сильную зависимость межплоскостного обменного Mn-Mn взаимодействия (параметр λ'_{22}) от межатомных расстояний в плоскости (от параметра кристаллической структуры a). Этот эффект приводит к зависимости λ'_{22} от температуры и концентрации и в ряде слу-

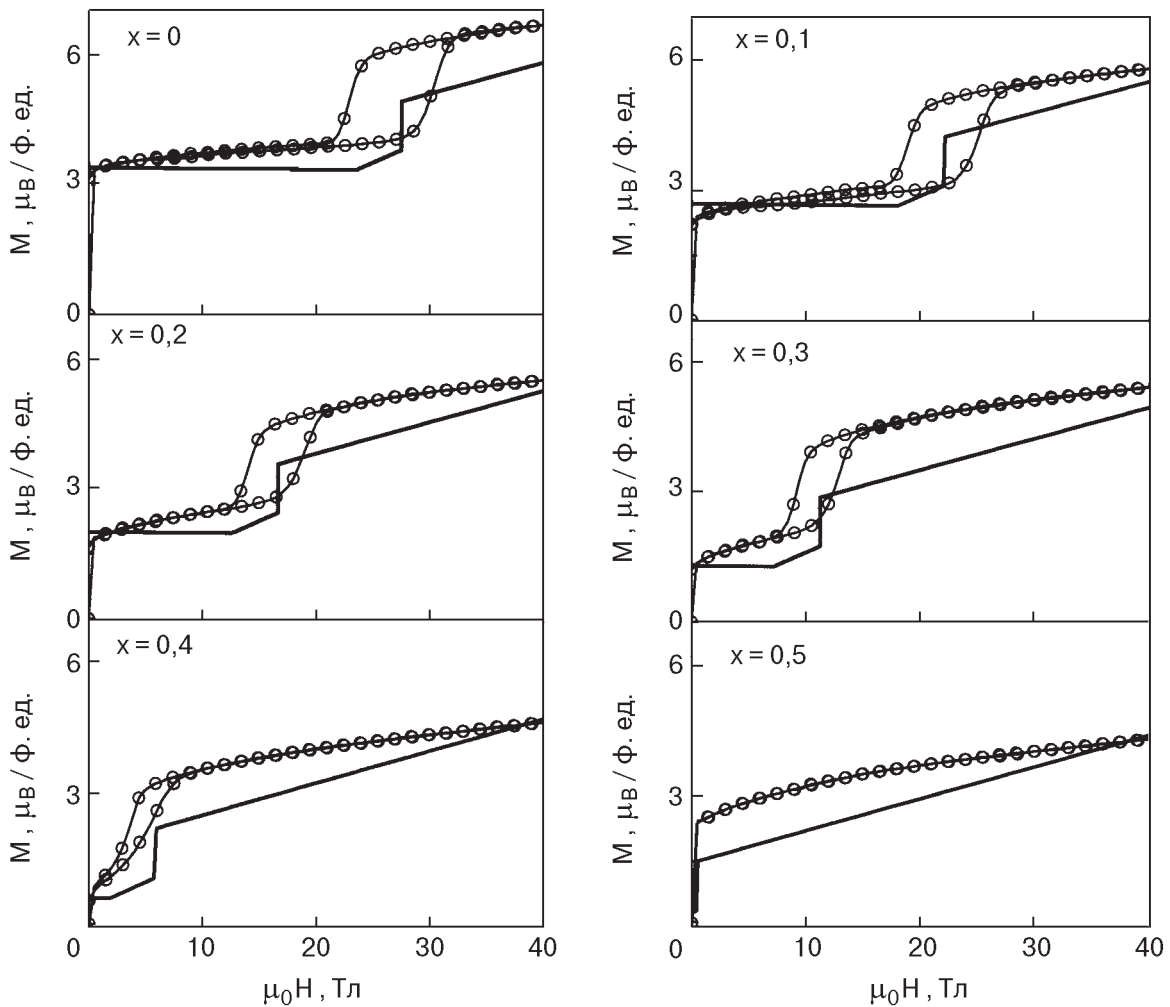


Рис. 7. Кривые намагничивания для свободных порошков интерметаллидов $\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mn}_2\text{Ge}_2$ при 4,2 К. Кружки — экспериментальные данные, линии — рассчитанные кривые.

чаев существенно влияет на магнитные свойства. Предполагая, что эта зависимость $\lambda'_{22}(a)$ является линейной

$$\lambda'_{22} = \rho(a - a_c)$$

($a_c = 4,045 \text{ \AA}$ для RMn_2Ge_2), можно учесть этот эффект в рамках модели обменной инверсии Киттеля [40]. (Более подробно этот вопрос рассмотрен в [37,38].)

В изложенном выше приближении были рассмотрены экспериментальные данные для системы интерметаллидов $\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mn}_2\text{Ge}_2$ [36]. Замещение гадолиния иттрием приводит к уменьшению магнитного момента стабильной (гадолиниевой) подрешетки и, следовательно, к уменьшению молекулярного поля, действующего на нестабильную (марганцевую) подрешетку со стороны стабильной, благодаря чему изменяется основное состояние нестабильной подрешетки. Следует отметить

определенную условность представлений о «стабильной» гадолиниевой подрешетке, так как замена гадолиния иттрием даже в небольших количествах может приводить к изменению характера дальнедействующего обмена в спиновой подсистеме гадолиния и к образованию новых магнитных фаз [41]. В данном случае, однако, тонкости взаимодействий в Gd-подрешетке подавляются более сильным межподрешеточным взаимодействием и гадолиниевая подсистема может рассматриваться как стабильная.

Измерения [36] проводились на «свободных» порошках, частицы которых могут вращаться во внешнем поле. Было показано, что во всех изученных составах ($0 \leq x \leq 0,5$) при низких температурах имеется спонтанная намагниченность, а в поле происходит метамагнитный переход (рис. 7).

На рис. 8 приведены температурные зависимости намагниченности гадолиний-иттриевых ин-

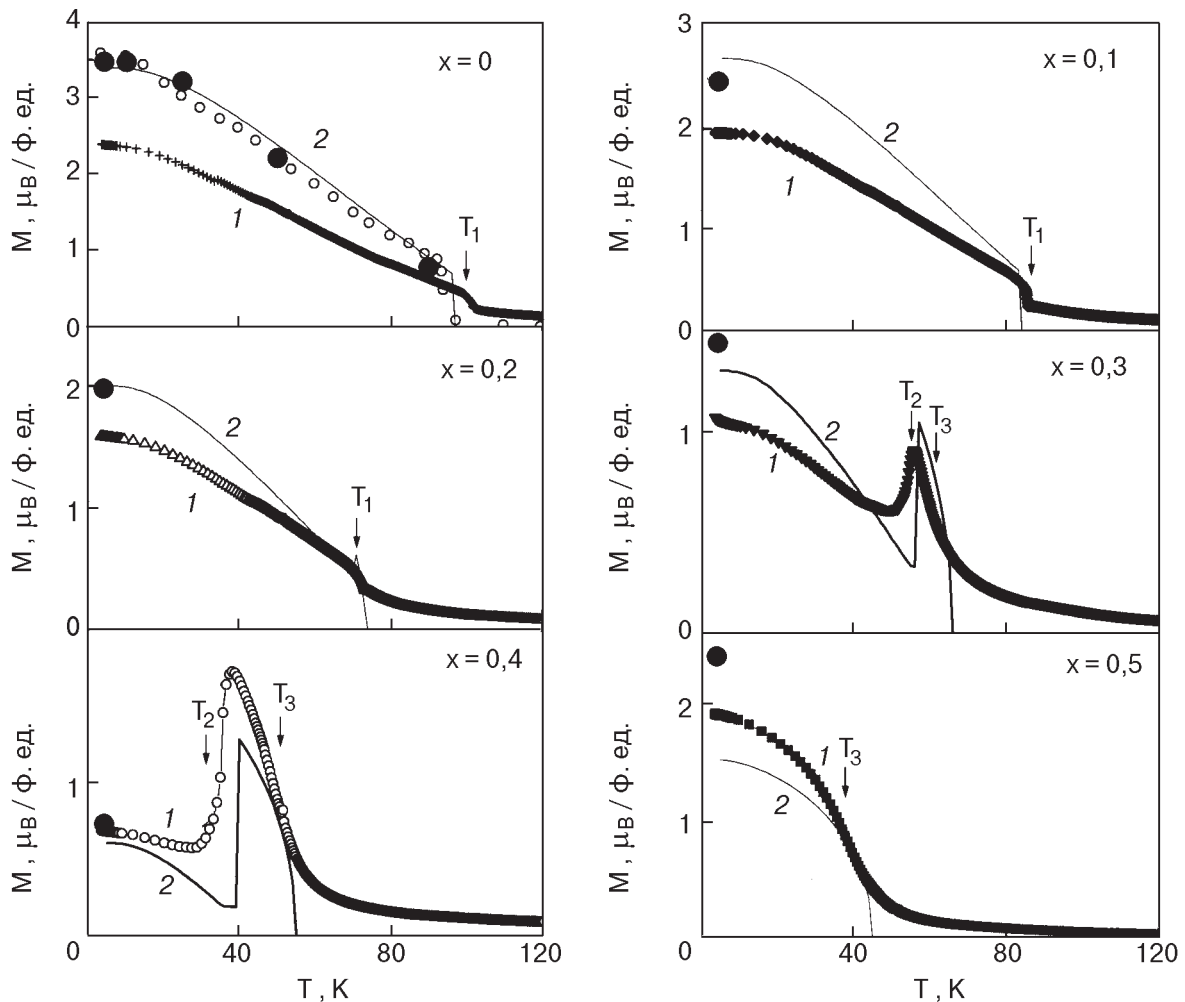


Рис. 8. Температурная зависимость намагниченности интерметаллидов $\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mn}_2\text{Ge}_2$: экспериментальные данные в поле 0,83 Тл для свободных порошков (1); теоретические зависимости (2); ● — значения спонтанной намагниченности, полученные из измерений в сильных магнитных полях (см. рис. 7). Для состава с $x = 0$ показаны значения спонтанной намагниченности (○) для монокристалла из работы [27], T_i — критические температуры фазовых переходов.

терметаллидов. По их характеру исследованные соединения можно разделить на три группы. Намагниченность соединений с малым содержанием иттрия ($x = 0; 0,1; 0,2$) монотонно уменьшается при повышении температуры и при достижении определенной температуры T_1 резко падает. В соединениях с $x = 0,3$ и $0,4$ при низких температурах намагниченность слабо изменяется, резко возрастает при достижении некоторой температуры T_2 , а затем монотонно уменьшается до некоторой температуры T_3 , выше которой намагниченность слабо зависит от температуры. Наконец, при $x = 0,5$ намагниченность монотонно падает при возрастании температуры. Анализ магнитных данных, а также результаты рентгенографических измерений параметров кристаллической структуры изученных соединений показывают, что переходы при температурах T_1 и T_2 являются магнитными фазовыми переходами первого рода, а при T_3 происходит фазовый переход второго рода. Во всех изученных составах выше T_3 наблюдается слабоманнитное состояние. Магнитная фазовая T - x -диаграмма интерметаллидов $\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mn}_2\text{Ge}_2$ приведена на рис. 9.

В рамках модернизированной модели Яфета–Киттеля полученные экспериментальные данные можно объяснить следующим образом. При низких температурах в соединениях, богатых гадолинием ($x \leq 0,4$), межподрешеточное обменное взаимодействие достаточно велико. Это приводит к ферромагнитному упорядочению марганцевой подсистемы, и, следовательно, интерметаллиды являются коллинеарными ферримагнетиками. При $x = 0,5$ межподрешеточное обменное взаимодействие недостаточно для коллинеарного ферромагнитного упорядочения нестабильной марганцевой подсистемы — возникает треугольная фаза и полный момент возрастает (см. рис. 8). При повышении температуры из-за уменьшения намагниченности гадолиниевой подсистемы уменьшается молекулярное поле, действующее на нестабильную марганцевую подсистему, и в соединениях с $x = 0; 0,1; 0,2$ при температуре T_1 эта подсистема переходит в антиферромагнитное состояние, а гадолиниевая подсистема становится парамагнитной. Отметим, что такое поведение было подтверждено ранее для ряда интерметаллидов RMn_2Ge_2 нейтронографическими исследованиями [1,10]. В соединениях с $x = 0,3$ и $0,4$ с повышением температуры происходит переход второго рода из Fi-фазы в T-фазу, а затем при нагревании до температуры T_2 происходит переход первого рода из этой фазы в треугольную фазу T' ; при этом намагниченность скачком возрастает

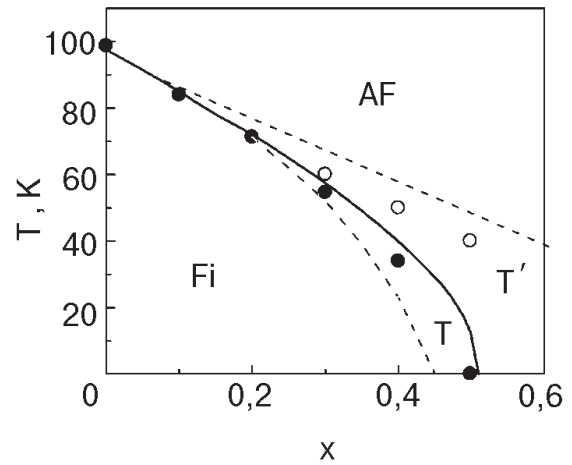


Рис. 9. Магнитная T - x фазовая диаграмма для интерметаллидов $\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mn}_2\text{Ge}_2$: ○, ● — экспериментальные данные для фазовых переходов второго и первого рода соответственно. Рассчитанные фазовые диаграммы показаны штриховыми (переходы второго рода) и сплошными (переходы первого рода) линиями.

(состав с $x = 0,5$ уже при $4,2$ К находится в фазе T' , поэтому переход первого рода отсутствует). Наконец, при температуре T_3 марганцевая подсистема становится антиферромагнитной, а гадолиниевая переходит в парамагнитное состояние.

Модернизированная модель Яфета–Киттеля позволяет также описать метамагнитный переход, наблюдаемый на свободных порошках в сильных магнитных полях (рис. 7). В [36] показано, что в свободных порошках при возрастании поля должна наблюдаться следующая последовательность фаз: $\text{Fi} \leftrightarrow \text{T} \leftrightarrow \text{T}' \leftrightarrow \text{T} \leftrightarrow \text{F}$, причем переходы между треугольными фазами являются фазовыми переходами первого рода, а остальные — второго. Можно сделать предположение, что метамагнитный переход обусловлен переходом из фазы T в T' .

Модернизированная модель Яфета–Киттеля дает возможность не только качественного, но и количественного описания экспериментальных данных для интерметаллидов $\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mn}_2\text{Ge}_2$. Рассчитанные в этой модели теоретические зависимости показаны на рис. 7–9 линиями. При теоретических вычислениях необходимые обменные параметры определялись из концентрационной зависимости поля метамагнитного перехода при $4,2$ К в системе $\text{Gd}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mn}_2\text{Ge}_2$, температур спонтанных магнитных фазовых переходов и температуры Нееля в GdMn_2Ge_2 , а константа магнитной анизотропии K — из данных по полевой зависимости намагниченности монокристалла GdMn_2Ge_2 вдоль оси трудного намагничивания при $4,2$ К из работы [18] (более подробно детали расчета приведены в [36]): $\lambda_{12} = -7,7$ Тл/ μ_B , $\lambda'_{22} = -10,9$ Тл/ μ_B ,

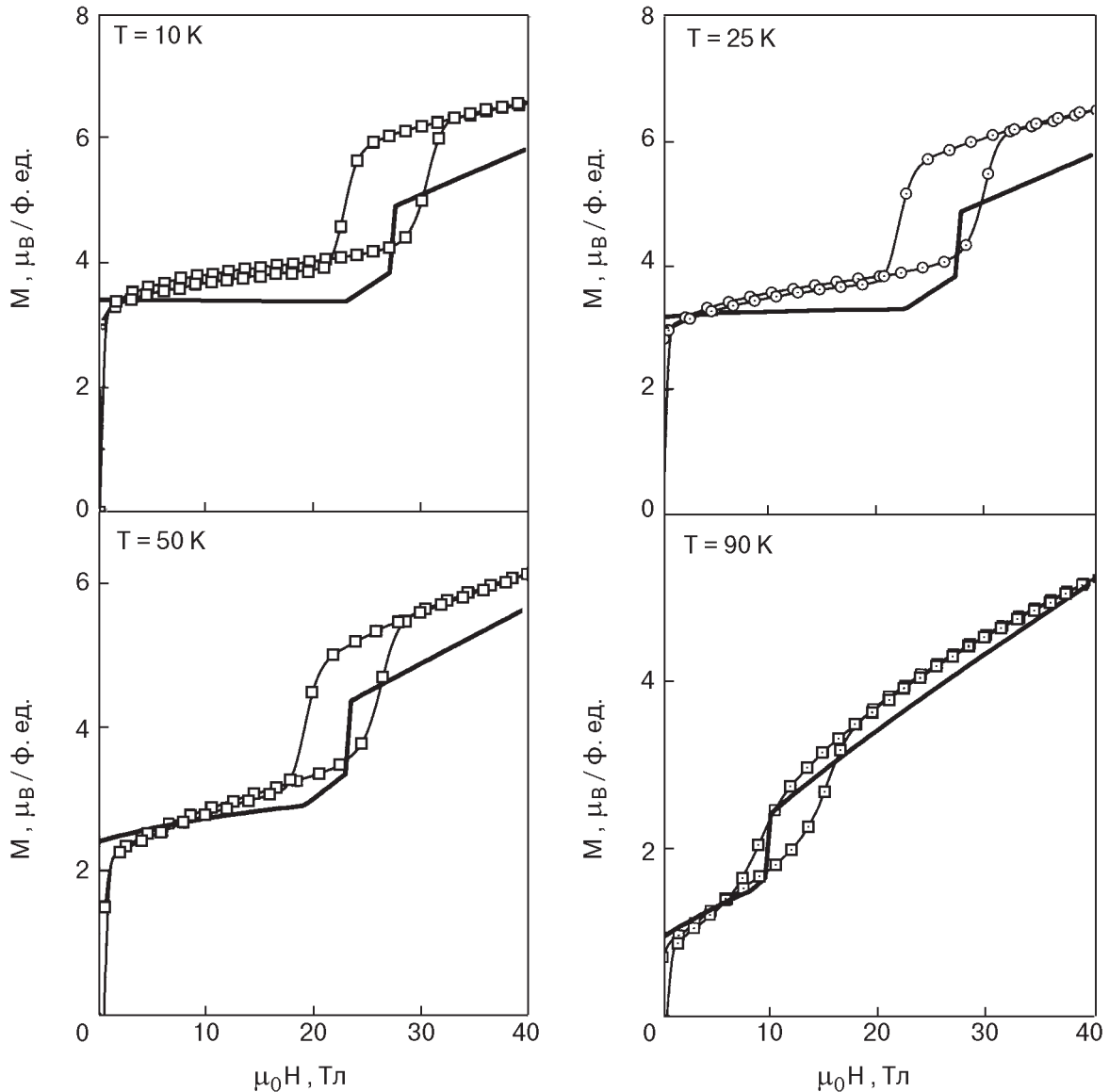


Рис. 10. Полевые зависимости намагниченности интерметаллида $GdMn_2Ge_2$ при различных температурах. Значки – экспериментальные данные, линии – рассчитанные зависимости.

$\lambda_{22} = 245 \text{ Тл}/\mu_B$, $\lambda_{11} = 2,2 \text{ Тл}/\mu_B$, $K = 15,8 \text{ Тл} \cdot \mu_B$. С использованием этих параметров были рассчитаны также кривые намагничивания монокристалла $GdMn_2Ge_2$ и проведено их сопоставление с экспериментальными данными (рис. 10 и 11). Как видно, достигается достаточно хорошее согласие теории с экспериментом.

Поскольку размеры атомов Gd и Y близки друг к другу, при анализе магнитных свойств $Gd_{1-x}Y_xMn_2Ge_2$ можно, в первом приближении, не учитывать зависимости обменного взаимодействия между соседними плоскостями Mn от концентрации x . В отличие от системы с иттрием в интерметаллидах $Gd_{1-x}La_xMn_2Ge_2$ зависимость межатомных расстояний от концентрации весьма велика, так как атомные радиусы Gd и La сильно различаются. Поэтому магнитные свойства замещенных ит-

трием и лантаном интерметаллидов гадолиния качественно различны. Однако, несмотря на это, с помощью параметров, определенных для интерметаллидов гадолиний–иттрий, удается достаточно хорошо описать экспериментальные данные по намагниченности и магнитные фазовые диаграммы системы $Gd_{1-x}La_xMn_2Ge_2$, если учесть зависимость обменного межслойного Mn–Mn взаимодействия от межатомных расстояний [37,38].

На рис. 12 экспериментальные температурные зависимости намагниченности $Gd_{1-x}La_xMn_2Ge_2$ сопоставлены с рассчитанными в модели Яфета–Киттеля. Видно, что наблюдается удовлетворительное согласие теоретических данных с экспериментальными и, главное, теоретическая модель хорошо описывает наблюдаемую экспериментально в соединениях с $x < 0,1$ при повышении

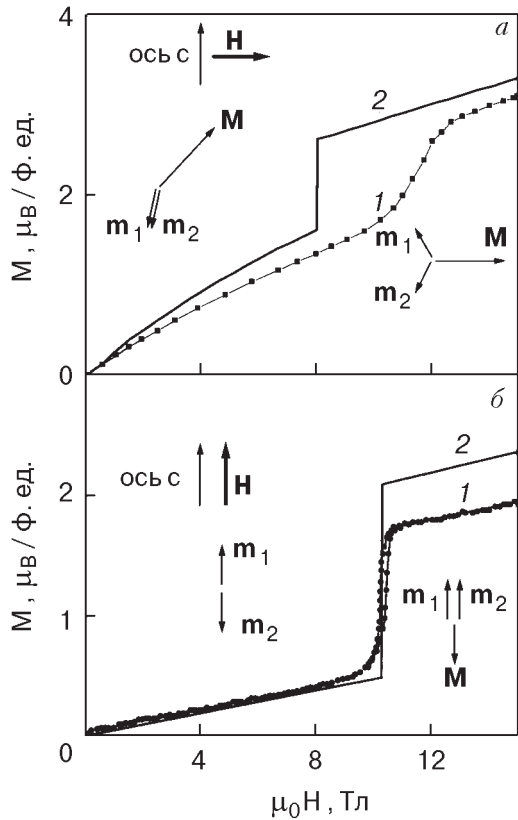


Рис. 11. Экспериментальные (1) для монокристалла из работы [18] и рассчитанные (2) полевые зависимости намагниченности интерметаллического соединения GdMn_2Ge_2 при 77 К, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (а) и 290 К, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (б).

температуры последовательность спонтанных переходов $\text{Fi} \rightarrow \text{AF} \rightarrow \text{Fi} \rightarrow \text{парамагнитная фаза (P)}$. Переход $\text{Fi} \rightarrow \text{AF}$ обусловлен тем, что при повышении температуры уменьшается магнитный момент гадолиниевой подсистемы и при температуре этого перехода марганцевая подсистема переходит в антиферромагнитное состояние, а гадолиниевая становится парамагнитной. При дальнейшем повышении температуры параметр кристаллической решетки a возрастает из-за теплового расширения, и при температуре возвратного перехода $\text{AF} \leftrightarrow \text{Fi}$ межплоскостное обменное взаимодействие становится ферромагнитным. Заметим, что при $x > 0,1$ это взаимодействие является ферромагнитным во всей области температур ($a > a_c$) и интерметаллиды с такой концентрацией La ведут себя как обычные ферромагнетики. Сопоставление теоретической и экспериментальной $T-x$ фазовых диаграмм (рис. 13) свидетельствует об их хорошем согласии.

Таким образом, модернизированная модель Яфета – Киттеля позволяет описать магнитные свойства смешанных интерметаллидов в широком интервале концентраций и температур в области не слишком сильных магнитных полей. Оговоримся, однако, что эта модель является упрощенной, так как в ней учитываются только обменные взаимодействия в плоскостях и между ближай-

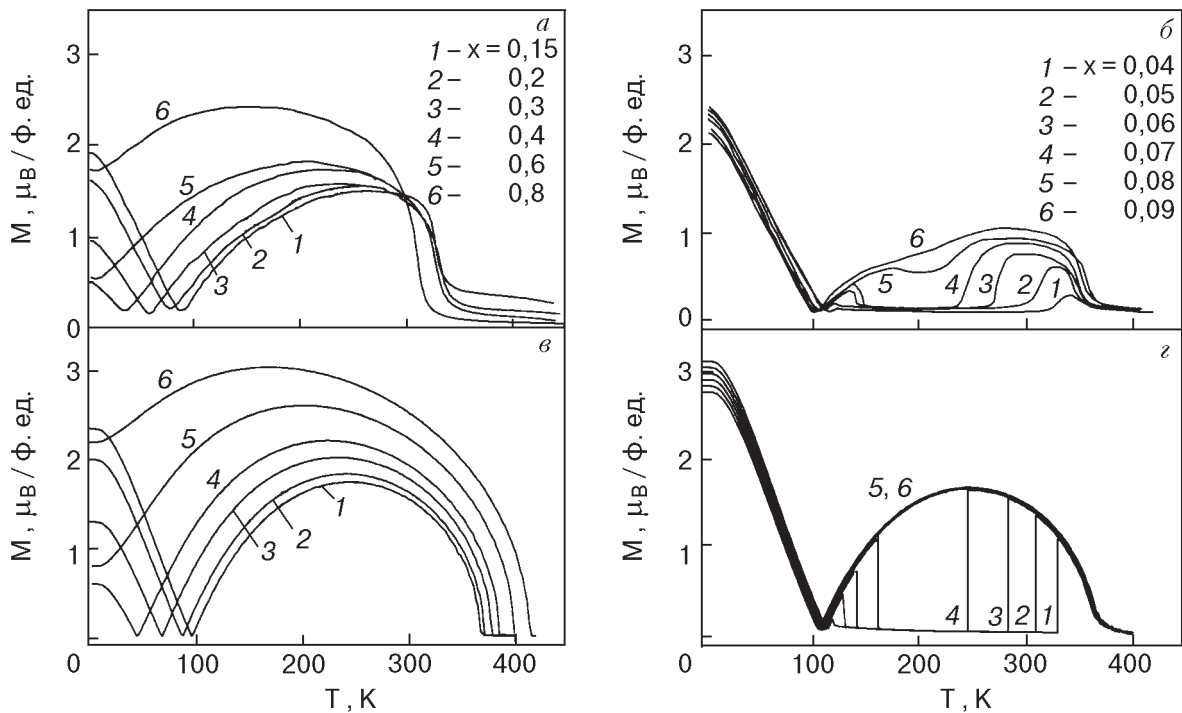


Рис. 12. Экспериментальные (а, б) и теоретические (в, г) температурные зависимости намагниченности интерметаллидов $\text{Gd}_{1-x}\text{La}_x\text{Mn}_2\text{Ge}_2$.

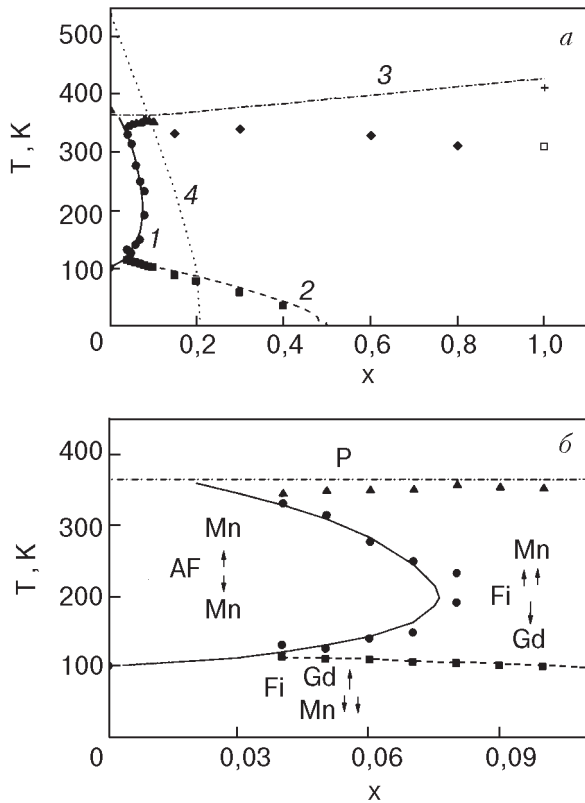


Рис. 13. *a* – T - x магнитная фазовая диаграмма интерметаллидов $Gd_{1-x}La_xMn_2Ge_2$ в поле 0,8 Тл (значки – экспериментальные данные, линии – рассчитанные зависимости): фазовый переход первого рода $Fi \leftrightarrow AF$ (●, 1); температура магнитной компенсации (■, 2); переход второго рода в парамагнитное состояние (температура Нееля T_N) (3); температура разрушения ферромагнитного упорядочения (температура Кюри T_C) (▲, ◆); линия изменения знака межслойного обменного взаимодействия $Mn-Mn$ (4); температуры T_N и T_C из [8] (+, □). *б* – Экспериментальная часть фазовой диаграммы при $x < 0,1$ из работы [42] сопоставлена с результатами расчета.

шими плоскостями. Она не способна описать длинопериодные магнитные структуры, наблюдаемые в интерметаллидах RMn_2Ge_2 с легкими редкими землями. Возникают трудности при описании в рамках этой модели магнитной фазовой диаграммы монокристалла $GdMn_2Ge_2$ в сильных магнитных полях и т.д. В связи с этим были сделаны попытки усложнить модель и выйти за рамки приближения Яфета–Киттеля при интерпретации магнитных свойств этих интерметаллидов.

6. Выход за рамки приближения Яфета–Киттеля

Еще одним примером недостаточности модели, изложенной в предыдущем разделе, как показывает анализ имеющихся экспериментальных дан-

ных, является невозможность в ее рамках даже качественно описать магнитные свойства соединения $DuMn_2Ge_2$. Как показали магнитные и нейтронографические исследования на монокристалле [24], в $DuMn_2Ge_2$ магнитные моменты Mn упорядочиваются антиферромагнитно при $T_N = 431$ К. По данным работы [24], а также [22,43], в которых исследования с помощью дифракции нейтронов производились на порошках, $DuMn_2Ge_2$ в низкотемпературной области имеет два магнитных фазовых перехода первого рода: при температурах T_1 , которая по данным этих работ лежит в интервале от 33 до 35 К, и T_2 , которая составляет от 37,5 до 40 К. При $T < T_1$ $DuMn_2Ge_2$ характеризуется Fi -структурой, аналогичной описанной выше для $GdMn_2Ge_2$. При $T > T_2$ соединение имеет AF -структуру с разупорядоченными моментами диспрозия. Для температурного интервала между T_1 и T_2 данные работ [22,24,43] разноречивы. В соответствии с [22] в этом температурном интервале сосуществуют три фазы: Fi , I и AF (см. рис. 3) и магнитная элементарная ячейка характеризуется утроением вдоль тетрагональной оси, т.е. $a' = a$ и $c' = 3c$. Согласно [43], ниже T_2 AF -фаза не существует, о чем свидетельствует температурная зависимость интегрированной интенсивности соответствующей линии. Авторы [43] считают, что между T_1 и T_2 существует единая несоразмерная фаза, волновой вектор которой был предварительно определен как $k \approx (0;0;0,65)$. Измерения кривых намагничивания на монокристаллах $DuMn_2Ge_2$ в полях до 15 Тл [24] и 5 Тл [44] показали наличие переходов первого рода во всех исследованных температурных интервалах до 70 К.

Изложенная выше модель, в частности, не позволяет объяснить возможность существования магнитной структуры, наблюдаемой в интервале температур между T_1 и T_2 , величину скачка намагниченности при фазовом переходе первого рода при низких температурах в поле, ориентированном вдоль тетрагональной оси кристалла [24], и т.д. Поэтому в работе [45] модель была усложнена путем учета обменных взаимодействий между магнитными слоями, следующими за ближайшими. Такое предположение естественно, так как обменное взаимодействие в рассматриваемых интерметаллидах осуществляется, наряду с косвенным обменом через германий, через электроны проводимости и является дальнедействующим. Ион Du^{3+} в отличие от Gd^{3+} не является S -ионом, следовательно, существенными будут эффекты, обусловленные кристаллическим полем. При учете указанных факторов в кристалле

могут возникать неэквивалентные позиции магнитных моментов как в диспрозиевой, так и в марганцевой магнитных подсистемах. Наличие таких неэквивалентных позиций и обменные взаимодействия между различными слоями магнитных атомов и были учтены при записи эффективных гамильтонианов в работе [45].

Эффективный гамильтониан для иона Dy^{3+} , находящегося в i -ой позиции, в приближении молекулярного поля может быть записан в виде

$$\mathcal{H}_{\text{Dy}}^{(i)} = B_2^0 O_2^0 + B_4^0 O_4^0 + B_4^4 O_4^4 + B_6^0 O_6^0 + B_6^4 O_6^4 - g_J \mu_B \mathbf{J}^{(i)} (\mathbf{H} + \mathbf{H}_m^{(i)}), \quad (4)$$

где B_n^m – параметры кристаллического поля тетрагональной симметрии, O_n^m – эквивалентные операторы, g_J – фактор Ланде, $\mathbf{J}^{(i)}$ – оператор углового момента иона Dy^{3+} . Молекулярное поле $\mathbf{H}_m^{(i)}$ определяется выражением

$$H_{mj}^{(i)} = \sum_l \lambda_{11}^{(l)} M_j^{(l)} + \sum_k \lambda_{12}^{(k)} m_j^{(k)}, \quad j = x, y, z. \quad (5)$$

Компоненты i -го диспрозиевого $\mathbf{M}^{(i)}$ и k -го марганцевого $\mathbf{m}^{(k)}$ магнитных моментов равны соответственно $M_j^{(i)} = \mu_B g_J \langle J_j^{(i)} \rangle$, $m_j^{(k)} = \mu_B g \langle S_j^{(k)} \rangle$, g – g -фактор Mn, $\mathbf{S}^{(k)}$ – оператор спинового момента Mn; $\lambda_{11}^{(l)}$, $\lambda_{12}^{(k)}$ – параметры Dy–Dy и Dy–Mn обменного взаимодействия соответственно. Параметры Dy–Dy и Dy–Mn обмена между атомами, относящимися к разным слоям, входят во все выражения аддитивно [45], поэтому следует использовать суммарные параметры λ_{11} и λ_{12} .

Для k -го магнитного момента марганцевой d -подсистемы эффективный гамильтониан $\mathcal{H}_{\text{Mn}}^{(k)}$ в приближении молекулярного поля при учете только обменных взаимодействий равен

$$\mathcal{H}_{\text{Mn}}^{(k)} = -g \mu_B \mathbf{S}^{(k)} H_{\text{Mn}}^{(k)}. \quad (6)$$

Эффективное поле, действующее на k -й магнитный момент Mn-подсистемы во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , ориентированном под углом φ к оси \mathbf{c} кристалла, равно

$$H_{\text{Mn}}^{(k)} = H \cos(\varphi - \eta_k) + H_m^{(k)},$$

$$H_m^{(k)} = \sum_{n=k, k\pm 1, \dots} \lambda_{22}^{(n)} m^{(n)} \cos(\eta_n - \eta_k) + \lambda_{12} \sum_i (M_z^{(i)} \cos \eta_k + M_x^{(i)} \sin \eta_k), \quad (7)$$

где η_k – полярный угол k -го марганцевого магнитного момента; $\lambda_{22}^{(n)}$ – параметры Mn–Mn обменного взаимодействия между атомами, относящимися к k - и n -му слоям. Анизотропия

марганцевой подсистемы вследствие ее малости по сравнению с обменом включена в термодинамический потенциал как аддитивное слагаемое.

Термодинамический потенциал в приближении молекулярного поля в расчете на одну формульную единицу определяется следующим выражением (N – число неэквивалентных формульных единиц):

$$\Phi = \frac{1}{N} \left\{ -k_B T \sum_{i=1}^N \ln Z_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \mathbf{M}^{(i)} \mathbf{H}_m^{(i)} - k_B T \sum_{k=1}^{2N} \ln \frac{\text{sh}[(2S+1)x_k/2]}{\text{sh}(x_k/2)} + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{2N} \mathbf{m}^{(k)} \mathbf{H}_m^{(k)} + \sum_{k=1}^{2N} K \sin^2 \theta_k \right\}. \quad (8)$$

Статсумма для i -го диспрозиевого момента Z_i в [45] вычислялась численной диагонализацией гамильтониана $\mathcal{H}_{\text{Dy}}^{(i)}$ с решением соответствующих самосогласованных задач, $x_k = \mu_B g H_{\text{Mn}}^{(k)} / k_B T$, K – константа анизотропии для марганцевой подсистемы. Второй и четвертый члены в выражении (8) являются обычными в теории молекулярного поля корректирующими членами.

В работе [45] была решена задача определения полного набора параметров соединения DyMn_2Ge_2 при интерпретации экспериментальных данных для магнитных свойств этого соединения на основе термодинамического потенциала (8).

При гелиевых температурах в DyMn_2Ge_2 из исходной фазы Fi в поле вдоль тетрагональной оси происходят три фазовых перехода первого рода. При $H \approx 7$ Тл переход осуществляется в фазу I, в которой каждый третий слой марганцевой подсистемы имеет магнитный момент, переориентировавшийся вдоль направления поля. Более высокополевыми являются AF-фаза с антиферромагнитным упорядочением в марганцевой подсистеме и F-фаза, в которой магнитные моменты обеих подсистем ориентированы по полю. Величины трех критических полей: $H_{\text{Fi} \leftrightarrow \text{I}} = 7$ Тл, $H_{\text{I} \leftrightarrow \text{AF}} = 32$ Тл и $H_{\text{AF} \leftrightarrow \text{F}} = 110$ Тл [45] позволяют определить три обменных параметра соединения: λ_{12} (Dy–Mn), λ'_{22} (Mn–Mn в соседних слоях) и λ''_{22} (Mn–Mn через слой). При низких температурах в сильном поле вдоль тетрагональной оси критические поля этих переходов определяются выражениями

$$H_{\text{Fi} \leftrightarrow \text{I}} = -\lambda_{12} M + (\lambda'_{22} + \lambda''_{22}) m,$$

$$H_{\text{I} \leftrightarrow \text{AF}} = -\lambda_{12} M + (\lambda'_{22} - 2\lambda''_{22}) m, \quad (9)$$

$$H_{\text{AF} \leftrightarrow \text{F}} = -\lambda_{12} M - (\lambda'_{22} + \lambda''_{22}) m.$$

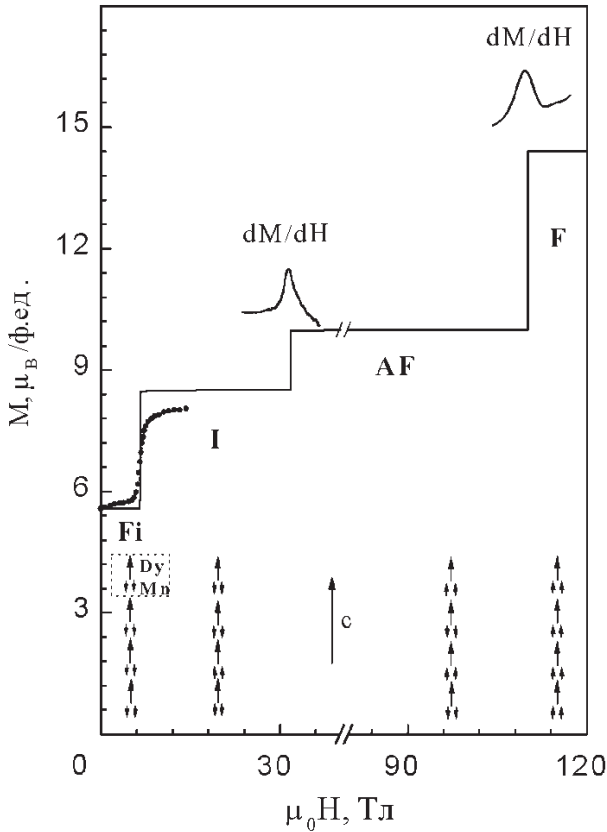


Рис. 14. Низкотемпературная намагниченность соединения DyMn_2Ge_2 как функция поля, приложенного вдоль тетрагональной оси. Линия — расчет, темные кружки — экспериментальные данные для монокристалла при 4,2 К [24]. Для фазовых переходов $\text{I} \leftrightarrow \text{AF}$ и $\text{AF} \leftrightarrow \text{F}$ над кривой намагничивания показаны пики dM/dH , полученные в работе [45] при $T = 7$ и 5 К соответственно. Стрелками показаны магнитные моменты диспрозия и марганца в слоях. Пунктиром выделена формульная единица.

При $M = 10 \mu_B$ и $m = 2,2 \mu_B$ [24] обменные параметры равны: $\lambda_{12} = -5,85 \text{ Тл}/\mu_B$, $\lambda'_{22} = -20 \text{ Тл}/\mu_B$, $\lambda''_{22} = -3,5 \text{ Тл}/\mu_B$. Вычисленная с этими параметрами полная низкотемпературная кривая намагничивания соединения DyMn_2Ge_2 для поля вдоль тетрагональной оси приведена на рис. 14. Там же представлены экспериментальная кривая, измеренная в поле до 15 Тл в работе [24], и высокополевые пики дифференциальной магнитной восприимчивости, полученные в [45].

Из значения $T_N = 440 \text{ К}$ с известными λ'_{22} и λ''_{22} можно найти параметр обменного взаимодействия $\text{Mn}-\text{Mn}$ в слое: $\lambda_{22} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ Тл}/\mu_B$. Рассчитанная на основе (8) $H-T$ фазовая диаграмма приведена на рис. 15 вместе с экспериментальными данными, полученными в работах [24,44,45]. Видно, что рассчитанная температурная зависи-

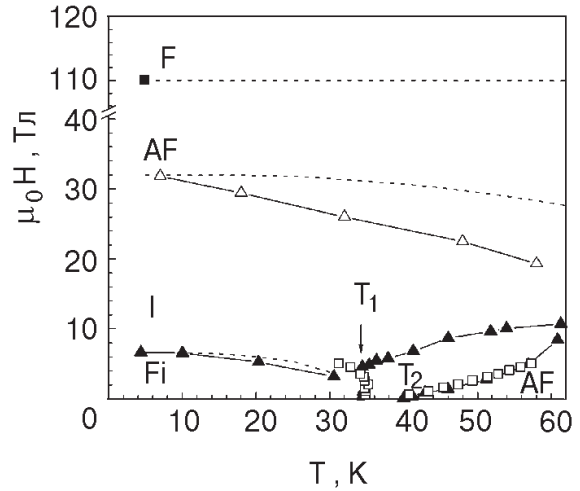


Рис. 15. Магнитная фазовая $H-T$ диаграмма DyMn_2Ge_2 . Штриховые линии — расчет. Остальное — экспериментальные данные из работ [45] (■, △), [24] (▲), [44] (□).

мость критического поля $H_{\text{Fi} \leftrightarrow \text{I}}$ хорошо согласуется с экспериментальной, полученной на монокристалле в работе [24]. Поле $H_{\text{I} \leftrightarrow \text{AF}}$ по расчету зависит от температуры слабее, чем полученное при измерениях на свободных порошках в [45]. На рис. 16,г видно весьма хорошее согласие экспериментальной [24] и рассчитанных кривых намагничивания для AF-фазы в поле, параллельном тетрагональной оси.

Для направления поля перпендикулярно тетрагональной оси в критическом поле происходит фазовый переход первого рода из фазы Fi в треугольную фазу, в которой магнитный момент диспрозия ориентирован по направлению поля, а моменты Mn образуют с ним тупые углы. Соответствующие теоретические кривые намагничивания, рассчитанные с использованием параметров кристаллического поля, определенных в [45] ($B_2^0 = 200; B_4^0 = -3,5; B_6^0 = -50; B_4^4 = -390 \text{ см}^{-1}$), приведены на рис. 16,а,б. Видно, что рассчитанная восприимчивость в фазе Fi при обеих температурах оказалась совпадающей с экспериментальной. Также удалось правильно описать уменьшение критического поля с ростом температуры (как в эксперименте, так и в теории поле фазового перехода меньше при 20 К, чем при 4,2 К). Рассчитанный скачок намагниченности превышает наблюдаемый в эксперименте. На рис. 16, в и г приведены кривые намагничивания для направления поля в базисной плоскости в области температур, где исходной является фаза AF. Видно, что при $T = 60 \text{ К}$ (рис. 16,в) теоретическая кривая хорошо согласуется с экспериментальной, полученной в работе [44] при измерении

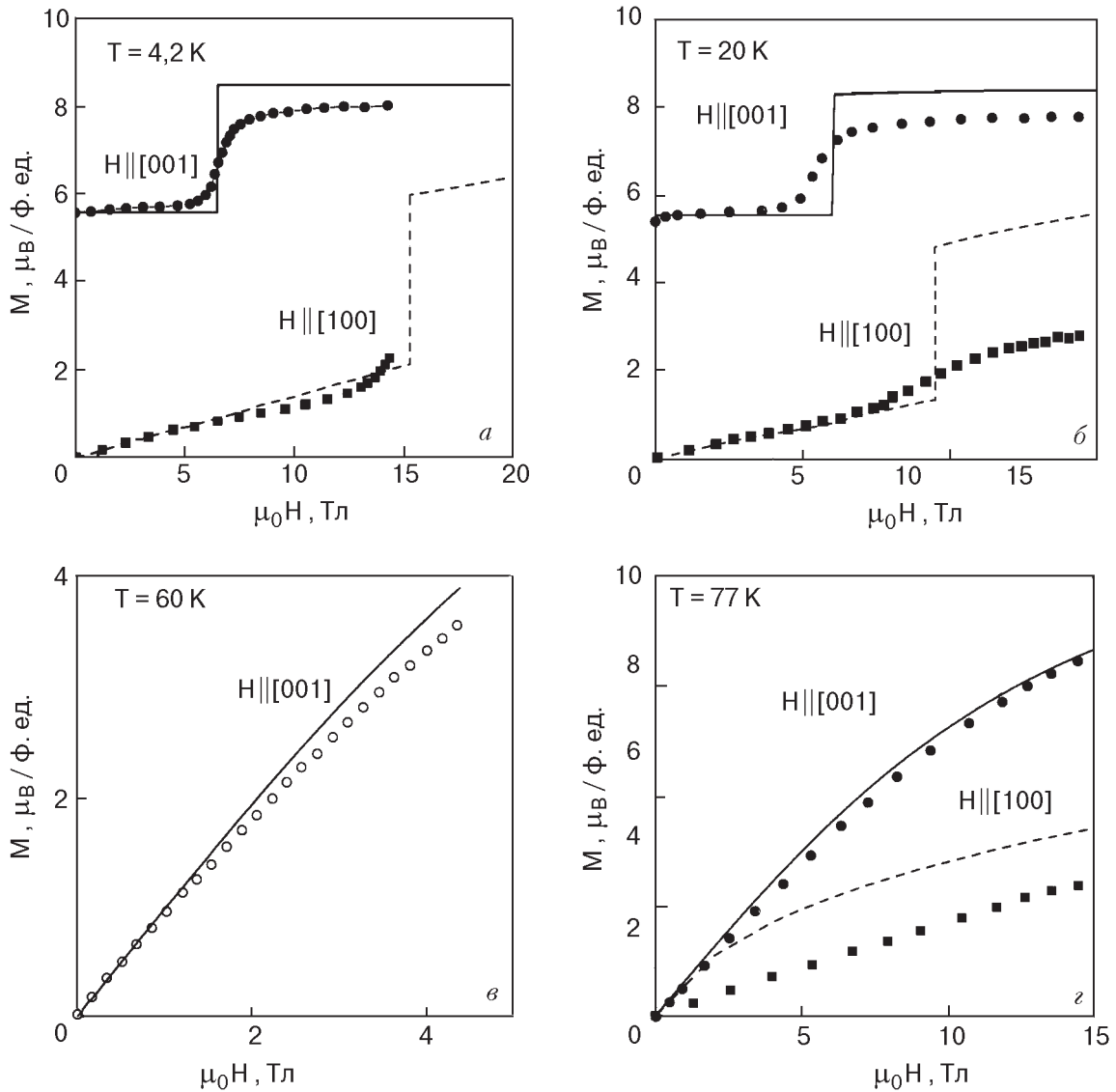


Рис. 16. Намагниченность соединения DyMn_2Ge_2 как функция магнитного поля, приложенного вдоль указанных направлений, при разных температурах T , К: 4,2 (а), 20 (б), 60 (в) и 77 (г). Значки — экспериментальные данные из работ [24] (●, ■) и [44] (○); линии — расчет.

ях на монокристалле, имеющем форму пластинки, при учете размагничивающих полей. Для $T = 77$ К (рис. 16,г) согласие между рассчитанной и экспериментальной (из работы [24]) кривыми намагничивания хуже.

Таким образом, учет, наряду с антиферромагнитным обменным взаимодействием соседних слоев марганца, обменного взаимодействия между слоями марганца, следующими за ближайшими, позволяет описать магнитные свойства DyMn_2Ge_2 в широком интервале магнитных полей.

Нами была сделана попытка применить эту модель для решения проблемы высокополевого перехода первого рода в GdMn_2Ge_2 . Фазовый пе-

реход первого рода в GdMn_2Ge_2 , обнаруженный вблизи 100 Тл при измерениях дифференциальной магнитной восприимчивости в сверхсильных магнитных полях [46], в рамках фазовой диаграммы этого соединения для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ следует интерпретировать как переход $\text{AF} \leftrightarrow \text{T}$, поскольку это единственно возможный высокополевого перехода первого рода (см. рис. 6). Значение критического поля этого перехода, рассчитанное с величинами параметров GdMn_2Ge_2 , определенных в модернизированной модели Яфета—Киттеля (см. разд. 5), оказывается равным ~ 70 Тл, т.е. гораздо меньше экспериментального. Возникает вопрос, не улучшит ли согласие экспериментального и рассчитанного значений поля этого перехода

учет взаимодействия между плоскостями Mn, следующими за ближайшими, аналогично ситуации в диспрозиевом соединении. Однако наши расчеты показали, что обмен Mn–Mn через слой не входит в выражения для критических полей этой фазовой диаграммы. Это означает, что проблема требует дальнейшего исследования.

Заключение

Таким образом, проведенный обзор магнитных свойств слоистых интерметаллических соединений RMn_2Ge_2 показывает большое разнообразие магнитных структур, магнитных фазовых диаграмм и различных спонтанных и индуцированных полей фазовых переходов в чистых, разбавленных и смешанных соединениях. Как следует из анализа магнитных свойств интерметаллидов с тяжелыми редкими землями, эти соединения можно рассматривать как ферримагнетики с антиферромагнитным обменным взаимодействием в марганцевой подсистеме. В ряде случаев их свойства удовлетворительно описываются в простейшей модели двухподрешеточного ферримагнетика с антиферромагнитным внутривидовым обменом (модели Яфета–Киттеля) при учете магнитной анизотропии. Однако такая модель не всегда оказывается достаточной, так как учитывает только обменные взаимодействия между ближайшими соседями, и приходится рассматривать более сложные модели. Например, для описания свойств DyMn_2Ge_2 необходим учет обмена между слоями марганца через один. По-видимому, существенным является также антиферромагнитная составляющая внутривидового обменного взаимодействия в марганцевой подсистеме, которая, возможно, позволит описать длиннопериодные неколлинеарные магнитные структуры, наблюдаемые в ряде интерметаллидов RMn_2Ge_2 с легкими редкими землями.

Заметим, что вне рамок обзора остались некоторые интересные вопросы, связанные с тем, что соединения RMn_2Ge_2 являются естественными сверхрешетками. В частности, весьма значимым является эффект гигантского магнитосопротивления, проявляющийся при метамагнитных переходах, индуцированных магнитным полем. В работах [47,48], например, необычно большой (до 15%) скачок магнитосопротивления в поле был обнаружен в соединениях $(\text{Gd},\text{La})\text{Mn}_2\text{Ge}_2$ вблизи 200 К.

Работа поддержана фондом по поддержке научных школ (проект № 00-15-96695).

1. A. Szytula and J. Leciejewicz, *Handbook on Physics and Chemistry of Rare Earths* **12**, K. A. Gschneidner, Jr. and L. Eyring (eds.), North Holland, Amsterdam (1989), p. 133.
2. Z. Ban and M. Sikirica, *Acta Crystallogr.* **18**, 594 (1965).
3. G. Venturini, *J. Alloys Compd.* **232**, 133 (1996).
4. I. Nowik, Y. Levi, I. Felner, and E. R. Bauminger, *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144**, 913 (1995); *ibid.* **147**, 373 (1995).
5. K. S. V. L. Narashimhan, *J Appl. Phys.* **46**, 4957 (1975).
6. T. Shigeoka, N. Iwata, H. Fujii, and T. Okamoto, *J. Magn. Magn. Mater.* **53**, 83 (1985).
7. A. Szytula and I. Szott, *Solid State Commun.* **40**, 199 (1981).
8. G. Venturini, B. Malaman, and E. Ressouche, *J. Alloys Compd.* **241**, 135 (1996).
9. G. Venturini, R. Welter, E. Ressouche, and B. Malaman, *J. Alloys Compd.* **210**, 213 (1994).
10. R. Welter, G. Venturini, E. Ressouche, and B. Malaman, *J. Alloys Compd.* **218**, 204 (1995).
11. N. Iwata, T. Ikeda, T. Shigeoka, H. Fujii, and T. Okamoto, *J. Magn. Magn. Mater.* **54–57**, 481 (1986).
12. T. Shigeoka, N. Iwata, and H. Fujii, *J. Magn. Magn. Mater.* **76–77**, 189 (1988).
13. H. Fujii, T. Okamoto, T. Shigeoka, and N. Iwata, *Solid State Commun.* **53**, 715 (1985).
14. E. M. Gyorgy, B. Batlogg, J. P. Remeika, R. B. van Dover, R. M. Fleming, H. E. Blair, G. P. Espinosa, A. S. Cooper, and R. G. Maines, *J. Appl. Phys.* **61**, 4237 (1987).
15. M. Duraj, R. Duraj, A. Szytula, and Z. Tomkowicz, *J. Magn. Magn. Mater.* **73**, 240 (1988).
16. I. Felner and I. Nowik, *J. Phys. Chem. Solids* **39**, 763 (1978).
17. T. Shigeoka, H. Fujii, H. Fujiwara, K. Yagasaki, and T. Okamoto, *J. Magn. Magn. Mater.* **31–34**, 209 (1983).
18. H. Kobayashi, H. Onodera, and H. Yamamoto, *J. Magn. Magn. Mater.* **79**, 76 (1989).
19. T. Shigeoka, *J. Sci. Hiroshima Univ.: Ser. A*, **48**, 103 (1984).
20. J. Leciejewicz and A. Szytula, *Solid State Commun.* **49**, 361 (1984).
21. G. Venturini, B. Malaman, and E. Ressouche, *J. Alloys Compd.* **240**, 139 (1996).
22. G. Venturini, B. Malaman, K. Tomala, A. Szytula, and J. P. Sanchez, *Phys. Rev.* **B46**, 207 (1992).
23. T. Ono, H. Onodera, M. Ohashi, H. Yamaguchi, and Y. Yamaguchi, *J. Magn. Magn. Mater.* **123**, 133 (1993).
24. H. Kobayashi, H. Onodera, Y. Yamaguchi, and H. Yamamoto, *Phys. Rev.* **B43**, 728 (1991).
25. Yin-gang Wang, Fuming Yang, Changpin Chen, N. Tang, and Qidong Wang, *J. Phys.: Condens. Matter* **9**, 8539 (1997).

26. G. Venturini, R. Welter, E. Ressouche, and B. Malaman, *J. Magn. Magn. Mater.* **150**, 197 (1995).
27. N. Iwata, K. Hattori, and T. Shigeoka, *J. Magn. Magn. Mater.* **53**, 318 (1986).
28. L. Morellon, P. A. Algarabel, M. R. Ibarra, and C. Ritter, *Phys. Rev.* **B55**, 12363 (1997).
29. M. Duraj, R. Duraj, and A. Szytula, *J. Magn. Magn. Mater.* **79**, 61 (1989).
30. H. Fujii, M. Isoda, T. Okamoto, T. Shigeoka, and N. Iwata, *J. Magn. Magn. Mater.* **54–57**, 1345 (1986).
31. И. Ю. Гайдуклова, Го Гуанхуа, С. А. Грановский, И. С. Дубенко, Р. З. Левитин, А. С. Маркосян, В. Е. Родимин, *ФТТ* **41**, 2053 (1999).
32. S. Asano and J. Yamashita, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 373 (1972).
33. S. Ishida, S. Asano, and J. Ishifa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **55**, 936 (1986).
34. Y. Yafet and C. Kittel, *Phys. Rev.* **87**, 290 (1952).
35. Н. П. Колмакова, С. А. Колоногий, Р. З. Левитин, М. Ю. Некрасова, *ФТТ* **41**, 1797 (1999).
36. А. Ю. Соколов, Го Гуанхуа, С. А. Грановский, Р. З. Левитин, Х. Вада, М. Шига, Т. Гото, *ЖЭТФ* **116**, 1346 (1999).
37. Го Гуанхуа, Р. З. Левитин, В. В. Снегирев, Д. А. Филиппов, А. Ю. Соколов, *ЖЭТФ* **117**, 1127 (2000).
38. Guo Guanghua, R. Z. Levitin, A. Yu. Sokolov, V. V. Snegirev, and D. A. Filippov, *J. Magn. Magn. Mater.* **214**, 301 (2000).
39. Guo Guanghua, N. P. Kolmakova, R. Z. Levitin, M. Yu. Nekrasova, A. Yu. Sokolov, and D. A. Filippov, *Proceedings of MISM'99 (Moscow, MSU)* part 2, 133 (1999).
40. C. Kittel, *Phys. Rev.* **120**, 335 (1960).
41. V. V. Eremenko, A. B. Beznosov, E. L. Fertman, P. P. Pal-Val, and V. P. Popov, *Adv. Cryogen. Eng.* **46**, 413 (2000).
42. A. Sokolov, H. Wada, M. Shiga, and T. Goto, *Solid State Commun.* **105**, 289 (1998).
43. H. Kobayashi, M. Ohashi, H. Onodera, T. Ono, and Y. Yamaguchi, *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144**, 905 (1995).
44. H. Wada, Y. Tanabe, K. Hagiwara, and M. Shiga, *J. Magn. Magn. Mater.* **218**, 203 (2000).
45. Го Гуанхуа, М. В. Еремин, А. Кирсте, Н. П. Колмакова, А. С. Лагутин, Р. З. Левитин, М. фон Ортенберг, А. А. Сидоренко, *ЖЭТФ* **120**, 910 (2001).
46. А. Кирсте, Р. З. Левитин, М. фон Ортенберг, В. В. Платонов, Н. Пульман, В. В. Снегирев, Д. А. Филиппов, О. М. Таценко, *ФТТ* **43**, 1661 (2001).
47. T. Fujiwara, H. Fujii, and T. Shigeoka, *Physica B* **281–282**, 161 (2000).
48. E. V. Sampathkumaran, S. Majumdar, R. Mallik, R. Vijayaraghavan, H. Wada, and M. Shiga, *J. Phys: Condens. Matter* **12**, L399 (2000).

Features of magnetic properties of intermetallic rare earth compounds RMn_2Ge_2
(Review Article)

N. P. Kolmakova, R. Z. Levitin,
and A. A. Sidorenko

Magnetic and related properties of the ternary intermetallic compounds RMn_2Ge_2 (R is a rare earth) are of great interest in view of the effects arising from coexistence of the 3d (manganese) and 4f (rare-earth) magnetic subsystems. The layer structure, dictating the high sensitivity of exchange parameters to the lattice spacing, the antiferromagnetic exchange coupling in the Mn-subsystem in the compounds with heavy rare earths and the pronounced crystal-field effects in the R-subsystem result in complicated magnetic phase diagrams of these compounds. Experimental and theoretical investigations of the magnetic properties and magnetic phase diagrams of the intermetallic compounds RMn_2Ge_2 are reviewed. A theoretical model is proposed, which takes into account the features of the crystal structure and a hierarchy of exchange interactions in the compounds with heavy rare earths. In many cases this approach provides a fairly good description of the magnetic properties of these intermetallics in a wide interval of magnetic fields and temperatures and permits determination of the exchange parameters through comparison of experimental and calculated magnetization curves and H - T phase diagrams in RMn_2Ge_2 for $R = \text{Gd}$ and Dy .