

# Современное состояние исследований в области магнетизма аморфных и кристаллических сплавов редкоземельных металлов

## Введение. Магнитное упорядочение и магнитные структуры

Вплоть до первой половины нашего века развивались теоретические представления о магнетизме и проводились экспериментальные исследования магнитоупорядоченных веществ с коллинеарным расположением магнитных моментов. К ним относятся прежде всего ферромагнетики с одинаковой параллельной ориентацией магнитных моментов ниже температуры Кюри. Это такие классические ферромагнетики, как железо, кобальт, никель и их многочисленные сплавы, по которым и были выполнены основные исследования по магнетизму. Затем было обнаружено, что наряду с коллинеарными ферромагнетиками существуют такие, где магнитные моменты подрешеток атомов антипараллельны (ферримагнетики) либо образуют небольшой угол (слабые ферромагнетики). Важный прорыв в области исследования магнитного упорядочения стал возможен после появления нейтронографического метода. Благодаря тому что нейтрон обладает магнитным моментом, дифракция нейтронов позволила по магнитным дифракционным рефлексам идентифицировать сложные спиральные и периодические магнитные структуры в магнитоупорядоченных веществах. В настоящее время исследуется магнитное упорядочение различных сплавов, металлических и полупроводниковых соединений, изоляторов, кристаллических и аморфных веществ. Для объяснения необычных магнитных структур некоторых магнетиков необходимо дальнейшее развитие теории магнетизма.

Новые магнитные материалы все шире внедряются в технику. Они обладают рекордными магнитными параметрами и оптимальным сочетанием магнитных и других физических характеристик. В то же время классические магнитные материалы не могут обеспечить потребности быстро развивающейся техники.

Магнитное упорядочение (упорядоченное пространственное расположение магнитных моментов) наиболее изучено в твердых телах, обладающих дальним порядком в расположении атомов и кристаллической решеткой, в узлах которой периодически располагаются атомы с магнитными моментами. Физики и материаловеды интенсивно изучают также физические (в том числе и магнитные) свойства аморфных материалов, где существует только ближний порядок в расположении атомов. К ним относятся, в частности, аморфные и нанокристаллические металлические сплавы, получаемые быстрой закалкой из жидкого состояния (металлические стекла). Аморфная и наноразмерная структура этих материалов характеризуется неупорядоченным расположением атомов, что приводит иногда к сильным изменениям их магнитных и других физических свойств по сравнению с их кристаллическими аналогами.

В общем случае намагниченность образца не может быть получена как сумма магнитных моментов изолированных и не взаимодействующих ионов, поскольку в металлах и сплавах большую роль играет коллективизация электронов, которые образуют магнитный момент электронной подсистемы. В кристаллических и аморфных веществах сильное взаимодействие между электронами внешних (или валентных) оболочек соседних атомов приводит к образованию энергетической зоны делокализованных электронных состояний.

Другое необходимое условие магнитного упорядочения заключается в наличии в твердых телах обменного взаимодействия [1]. Оно является частью электростатического взаимодействия, зависящего от ориентации спинов взаимодействующих электронов. Обменное взаимодействие возникает благодаря квантовомеханическим эффектам и изменяется с расстоянием между магнитными ионами. Взаимное геометрическое

расположение ионов также оказывает влияние на его величину.

В. Гейзенберг получил общее выражение для энергии обменного взаимодействия

$$E_{обм} = - \sum A_{ij} S_i S_j, \quad (1)$$

где  $S_i$  и  $S_j$  - спины взаимодействующих электронов, а  $A_{ij}$  - обменный интеграл, зависящий от расстояний между электронами  $r_{ij}$ . Суммирование ведется по всем спинам  $i$  и  $j$ , входящим в систему.

На магнитный момент иона как в кристаллическом, так и в аморфном магнетике действует также электростатическое поле, создаваемое окружающими ионами. Это поле называют локальным кристаллическим полем. Оно создает локальную ось легкого намагничивания, вдоль которой и располагается магнитный момент. В простейшем случае энергия спина в этом поле (энергия локальной магнитной анизотропии) имеет вид

$$E_A = - D_{ij} S_z^2, \quad (2)$$

где  $D_{ij}$  - константа локальной магнитной анизотропии, а  $S_z$  - проекция спина иона на направление локальной оси  $z$ .

Суммарная энергия обменных взаимодействий и энергий локальной анизотропии получится суммированием соотношений (1) и (2)

$$E = - \sum A_{ij} S_i S_j - \sum D_{ij} S_z^2. \quad (3)$$

В кристаллическом веществе ось легкого намагничивания совпадает с одним из кристаллографических направлений, в аморфном - локальные оси легкого намагничивания разбросаны по всем направлениям беспорядочно. Из соотношения (3) следует, что соответствующая минимуму энергии магнитная структура - взаимная ориентация спинов будет определяться величиной и знаком обменных интегралов и констант локальной анизотропии.

## Ферромагнитное упорядочение

На первом этапе изучения магнитного упорядочения твёрдых тел физики имели дело с ферромагнетизмом, который характеризуется параллельным (коллинеарным) дальним порядком в расположении магнитных моментов в системе. В ферромагнетиках обменное взаимодействие преодолевает дезориентирующее действие теплового движения при  $T < T_c$  ( $T_c$  - температура Кюри) и ориентирует магнитные моменты вдоль направления спонтанной намагниченности.

Некоторый разброс в ориентации магнитных моментов вследствие теплового движения при  $T < T_c$  подавляется при охлаждении обменным взаимодействием.

В ферромагнетиках обменные интегралы положительны и обменное взаимодействие преобладает над другими видами взаимодействий, чувствительными к ориентации магнитных моментов.

Наличие макроскопической намагниченности образца сильно увеличивает магнитостатическую энергию. Ее минимизация происходит тогда, когда образец разбивается на домены, внутри которых есть спонтанная намагниченность вдоль оси легкого намагничивания, которой является одна из кристаллических осей. Температурная зависимость спонтанной намагниченности  $I_s$  приведена на рис. 1а. Видно, что величина  $I_s$  монотонно уменьшается с нагреванием и исчезает при  $T > T_c$ . При  $T > T_c$  имеет место парамагнитное состояние с хаотической ориентацией магнитных моментов при  $H=0$ , при  $T < T_c$  возникает ферромагнитное состояние с почти параллельной ориентацией магнитных моментов (рис. 1б).

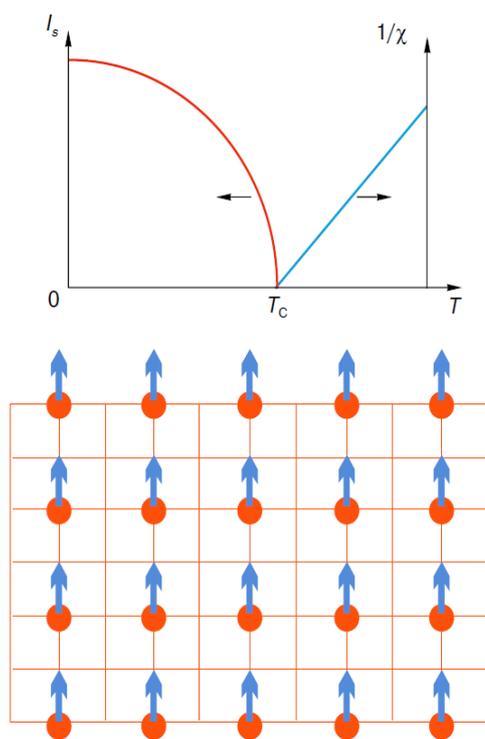


рис. 1(а,б)

Ферромагнетики находят широкое применение в технике. На их основе разработаны магнитные материалы: магнитомягкие (высокие значения магнитной проницаемости), магнитожесткие (высокие значения коэрцитивной силы и магнитной энергии), материалы для магнитной записи и др. [2].

## Магнитное упорядочение в редкоземельных интерметаллидах

В последние десятилетия физика магнитных явлений и некоторые области техники получили мощный импульс для своего развития благодаря тому, что было обнаружено магнитное упорядочение у редкоземельных металлов (РЗМ), а также сплавов и соединений на их основе. Долгое время физика магнитных явлений и техника имели дело в основном с магнетизмом металлов, сплавов и соединений на основе 3d-элементов: железа, кобальта, никеля и марганца. Количество магнитоупорядоченных РЗМ значительно больше. Всего существует пятнадцать редкоземельных (РЗ) элементов, которые расположены в периодической системе Менделеева между лантаном с порядковым номером  $Z=57$  и лютецием ( $Z=71$ ). Большинство из них имеют ферро- и антиферромагнитное упорядочение в металлическом состоянии. Открытие магнетизма РЗ веществ не только расширило арсенал магнетиков, но и привело к прогрессу в знаниях о природе магнетизма, а также к созданию новых эффективных магнитных материалов.

Поскольку РЗМ являются основой для синтеза различных сплавов и соединений, их изучение является исходным этапом в становлении физических представлений о магнетизме РЗ веществ. РЗМ обладают необычными магнитными свойствами: гигантскими значениями магнитной анизотропии и магнитоstriction, высокой магнитной индукцией и др. [2-4]. В сплавах и соединениях эти свойства проявляются не только при низких, но и при высоких температурах.

Другой замечательной особенностью РЗМ и их сплавов является наличие большого числа разнообразных периодических магнитных структур и магнитных фазовых переходов между различными магнитоупорядоченными состояниями [3,5-6]. Такое разнообразие магнитных структур и фазовых переходов не встречается в 3d-металлах и их сплавах и поэтому это явление заслуживает детального изучения и анализа.

## Электронная структура и магнитные моменты атомов редких земель

Внешняя часть электронной оболочки редкоземельного (РЗ) атома, находящаяся вне заполненной оболочки атома ксенона, имеет конфигурацию  $4f^n 5s^2 5p^6 5d^{0-1} 6s^2$ , где  $n$  принимает значения от 1 до 14. Заполнение 4f- подоболочки происходит при перемещении по ряду РЗ элементов в направлении возрастания порядкового номера  $Z$ . У лантана, обладающего в периодической системе Менделеева порядковым номером  $Z=57$ , в 4f- подоболочке отсутствуют электроны. У церия ( $z=58$ ) появляется один 4f- электрон. Ровно наполовину заполнена 4f- подоболочка у гадолиния ( $Z=64$ ), полностью она заполнена у лютеция ( $Z=71$ ). Монотонное возрастание числа 4f- электронов в ряду редких земель или, как еще говорят, лантанидов, обуславливает тенденции изменения многих физико-химических свойств, в том числе и магнитных свойств [2-6].

В РЗ ионах 4f-электронная подоболочка (за исключением лантана и лютеция) обладает нескомпенсированным магнитным моментом.

4f-подоболочка ионов редких земель расположена глубоко внутри атома и экранирована от действия кристаллического поля вышележащими электронными слоями  $5s^2$  и  $5p^6$ . Среднее межатомное расстояние на порядок величины превышает радиус 4f- подоболочки ( $\sim 0,035$  нм). 5d и 6s-электроны в металлах и сплавах являются коллективизированными и участвуют в электропроводности.

Магнитный момент  $\mu_0$ , приходящийся на РЗ ионы в магнитоупорядоченных РЗМ иттриевой подгруппы при  $T > 0K$  (по измерениям намагниченности абсолютного насыщения), слабо отличается от теоретического значения [3] для свободного трехвалентного иона в основном состоянии:

$$\mu_0 = \mu_B g_j J, \quad (4)$$

где  $\mu_{\text{эф}}$  - магнетон Бора (единица измерения магнитного момента атома  $\mu_B = 0,927 \cdot 10^{-20}$  эрг/гаусс),  $g_j$  - фактор Ланде, зависящий от квантовых чисел  $S$ ,  $L$  и  $J$ , которые определяют соответственно значения спинового, орбитального и полного моментов в основном состоянии. Эффективный магнитный момент  $\mu_{\text{эф}}$ , определённый из измерений парамагнитной восприимчивости, также весьма близок к теоретическому значению [3] для трехвалентных свободных ионов:

$$\mu_{\text{эф}} = \mu_B g_i \frac{J(J+1)}{J(J+1) + \frac{1}{2}S(S+1)}. \quad (5)$$

Некоторое отличие экспериментальных значений  $\mu_0$  и  $\mu_{\text{эф}}$  от их теоретических значений  $\mu_B g_j J$  объясняется поляризацией электронов проводимости [3,5]. Только у Gd и Eu магнитный момент образуется спиновыми моментами. У других магнитоупорядоченных РЗМ, кроме спинового момента, вносит значительный вклад в формирование магнитного момента атома орбитальный момент 4f-электронов. В этом заключается отличие РЗМ от классических ферромагнетиков на основе 3d-элементов, где намагниченность и магнитный момент атомов формируется спином 3d-электронов. Можно сделать заключение, что магнитные свойства и электронная структура РЗ ионов в РЗМ иттриевой подгруппе практически такая же, как и у свободных трехвалентных РЗ ионов. Следует отметить, что два РЗ элемента: диспрозий и гольмий обладают максимальными значениями атомного магнитного момента среди всех элементов периодической системы Менделеева ( $\mu_0 = 10\mu_B$ ), что значительно превышает магнитный момент  $\mu_0$ , приходящийся на атом ферромагнитного железа (не превышает  $2,2\mu_B$ ).

В редкоземельных магнетиках обнаружены необычайные магнитные структуры. Ниже мы рассмотрим некоторые из них.

### Сперомагнетизм

В парамагнитном состоянии магнитный момент  $\mu$  каждого отдельно выбранного иона испытывает сильные флуктуации, поэтому среднее значение по времени для проекции  $\mu$  на любое направление равно нулю (при  $H = 0$ ). Представим себе, что мы

охлаждаем парамагнетик, в котором обменные интегралы  $A_{ij}$  между соседними ионами  $i$  и  $j$  могут иметь как положительные, так и отрицательные значения. За счет обменных полей тепловые флуктуации ниже некоторой температуры  $T_{сп}$  будут подавлены, однако магнитный момент  $m_i$  подвергается противодействию локальных микроскопических полей в отличие от ферро- и антиферромагнетиков. В результате образуется магнитное состояние, в котором локализованные магнитные моменты  $\mu$  испытывают сильные пространственные флуктуации. Проекция  $\mu_i$  отдельного иона на выбранное направление (средняя по времени) имеет некоторое неравное нулю значение, как и в ферромагнетике, однако в целом по образцу ситуация меняется кардинально.

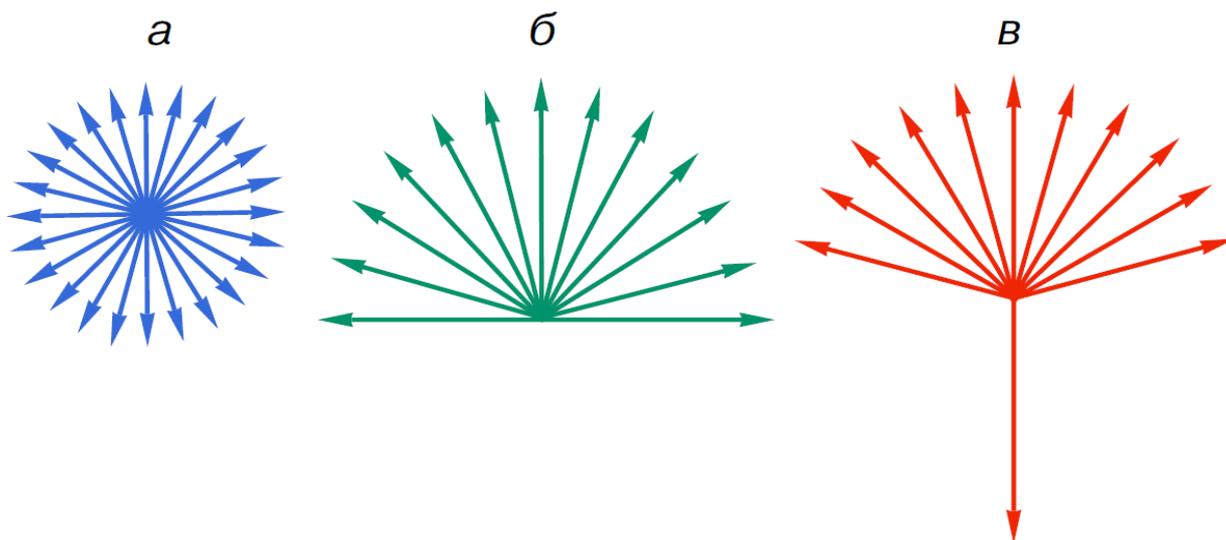


Рис. 2

В самом деле проведем усреднение по микроскопическому объему, включающему ближайших соседей этого иона. Мы обнаружим, что в некоторых кристаллических и аморфных магнетиках существует равновероятное распределение магнитных моментов  $m_i$  в любом микроскопическом объеме (за пределами ближайших соседей), вследствие чего спонтанная намагниченность равна нулю (рис. 2а). Такие магнетики называются сперомагнетиками [1]. У них температура сперомагнитного упорядочения  $T_{сп}$  обнаруживается по размытому максимуму магнитной восприимчивости. При  $T > T_{сп}$  существует обычный парамагнетизм. Сперомагнетик обладает бесконечно большим числом различных расположений магнитных моментов, которые обладают спонтанной намагниченностью, равной нулю, и имеют одно и то же значение энергии. В них существуют громадное число равновероятных метастабильных состояний, переход между которыми приводит к термическому гистерезису намагниченности и временной нестабильности магнитных свойств. В этих метастабильных состояниях локальные распределения магнитных моментов ближайших ионов, окружающих данный ион, могут различаться. Такие состояния называются фрустрированными.

### Асперомагнитная структура

В асперомагнетиках локализованные магнитные моменты ниже некоторой температуры магнитного упорядочения  $T_{асп}$  ориентируются в различных атомных позициях случайным образом, но с преимущественной ориентацией вдоль некоторого направления. Средние значения проекций  $m_i$  на эту ось не равны нулю, вследствие чего возникает спонтанная намагниченность.

Асперомагнетизм довольно часто встречается в аморфных материалах, РЗ сплавах и соединениях 4f- и 3d-элементов. В ряде этих магнетиков флуктуации обменных полей

выражены менее резко, поэтому в асперомагнетиках имеется некоторое преимущественное направление для магнитных моментов.

Среднее значение интеграла обмена  $A$  превышает константу локальной магнитной анизотропии  $D$ . Примером могут служить аморфные сплавы  $GdPd$ ,  $GdPdAg$ . Другой механизм, приводящий к асперомагнетизму, возможен в материалах, где  $D > A$ . В этом случае магнитные моменты стремятся ориентироваться в направлении локальных осей анизотропии, и, если бы не было обменных взаимодействий, это могло бы привести к сперомагнетизму. Однако обменное поле стягивает магнитные моменты в пределах полусферы (см. рис. 2б).

Асперомагнетизм такого типа встречается в аморфных РЗ сплавах типа  $TbPdAg$ ,  $DyPdNi$  и др.

## Сперимагнитная структура

При наличии флуктуаций обменных и магнитокристаллических взаимодействий в магнетике, состоящем из двух (или более) магнитных подсистем, связанных между собой отрицательными обменными взаимодействиями, возможно образование сперимагнитной структуры. Она до некоторой степени похожа на ферримагнитную структуру, в ней также магнитные моменты подрешеток (в кристаллических материалах) или подсистем (в аморфных материалах) направлены противоположно друг другу.

Отличие заключается в том, что в сперимагнетике магнитные моменты в одной или обеих подсистемах ориентируются случайным образом в пределах некоторого пространственного конуса (рис. 2в).

Такая ситуация возникает как в кристаллических, так и в аморфных материалах, если ионы одного сорта обладают сильной локальной одноионной анизотропией  $D$ , которая несколько меньше интеграла  $A$  обменного взаимодействия между ионами из разных магнитных подсистем (например, аморфные соединения  $Tb-Fe$ ,  $Tb-Co$ ).

Более полная информация о магнитных структурах и магнитном упорядочении, а также ссылки на оригинальные работы и сведения по истории развития исследований магнитных структур содержатся в монографиях, книгах и обзорах [1-12].

Представленный материал дает только предварительные сведения о магнитных структурах. Проблема магнитного упорядочения в твердых телах вряд ли будет решена в ближайшие годы. Можно ожидать новых необычных явлений. Каждый год обнаруживают новые магнетики, многие из которых имеют довольно сложные магнитные структуры, предсказать которые из общих соображений иногда почти невозможно. Это говорит о том, что в теории магнетизма еще многое предстоит сделать, чтобы понять природу и многообразие магнитных структур в конденсированных веществах.

Физические представления о магнетизме РЗМ нуждаются в дальнейшем развитии [12]. Сюда относится, например, теория косвенного обмена, разработанная в основном для изотропной модели. Как следует из исследований магнитоупругих свойств РЗМ [3], обменное взаимодействие в РЗМ является анизотропным, что обусловлено анизотропией волновых функций электронов, участвующих в обмене. Интерпретация ряда физических свойств РЗМ представляется возможной только при выделении вкладов электронов проводимости двух типов: s- и d-электронов. В настоящее время для РЗ металлов и сплавов анализируется роль 5d-электронов в обменном взаимодействии и определяется влияние кристаллических полей на энергетический спектр и волновые функции электронов [6,7,12]. Поэтому исследование магнетизма РЗМ и их сплавов нельзя считать завершенным. Магнитные структуры РЗМ, особенно цериевой подгруппы, еще не изучены в деталях. Недавно в них обнаружены новые особенности (спин-слип структуры, эффекты соизмеримости и др.). Слабо изучены трансформации магнитных структур при изменении температуры, магнитного поля и давления. Дальнейший прогресс в этих направлениях будет способствовать как развитию физики магнетизма, так и разработке новых эффективных магнитных материалов.

## Магнитострикция

Магнитострикция - явление, заключающееся в том, что при изменении состояния намагниченности тела его объем и линейные размеры изменяются. Эффект вызван изменением взаимосвязей между атомами в кристаллической решётке, и поэтому свойственен всем веществам. Изменение формы тела может проявляться, например, в растяжении, сжатии, изменении объёма, что зависит как от действующего магнитного поля, так и от кристаллической структуры тела. Наибольшие изменения размеров обычно происходят у сильномагнитных материалов. В магнитных материалах на основе 3d-элементов (железа, кобальта, никеля и др.) относительное удлинение  $\Delta L/L$  обычно варьируется в пределах  $10^{-5} \dots 10^{-4}$ .

Явление гигантской магнитострикции в редкоземельных и урановых соединениях, обнаруженное отечественными учеными [13-14], создает базу для разработки магнитострикционных материалов с высокими значениями магнитострикционных констант  $\lambda \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ . Разработка материалов с высокими значениями магнитострикции интенсивно ведется в ведущих промышленно-развитых странах (США, Великобритания, Германия, Китай и др.) с целью создания магнитострикторов для генерации звуковых и ультразвуковых волн в гидроакустике, для управления лазерными лучами в оптоэлектронике, для управляющих конструкций в гидравлике. Для реализации этого явления в редкоземельных соединениях была показана [3] необходимость выполнения следующих условий:

- 1) Высокая концентрация ионов редкоземельных металлов;
- 2) Высокие значения эффективных обменных полей  $H_{эф}$ , действующих на ионы редкоземельных металлов;
- 3) Наличие трех и более осей легкого намагничивания (что реализуется в кубической кристаллической решетке, или в базисной плоскости гексагональной кристаллической решетки).

Среди известных соединений в наибольшей степени эти условия выполняются для интерметаллических соединений типа  $RFe_2$  с кубической кристаллической решеткой фазы Лавеса, где и была найдена гигантская магнитострикция при комнатных температурах [14-15], которая составляет в соединении  $TbFe_2$  величину  $\lambda \sim 1500 \cdot 10^{-6}$  в поле  $H = 15$  кЭ. Однако эти соединения и материалы на их основе не обеспечивают в полной мере эффективность использования магнитострикторов, поскольку высокие значения магнитострикции достигаются только в довольно сильных магнитных полях ( $H > 5$  кЭ). Поэтому важное значение приобретает исследование составов  $RR'(Fe,Co)_2$  [16-17], где за счет подбора концентрации редкоземельных ионов с разными знаками констант магнитной анизотропии удается скомпенсировать большую часть магнитной анизотропии. Для минимизации констант магнитной анизотропии, целесообразно использовать соединения с тремя типами редкоземельных ионов, т.е. «четверные» системы [19]. С этой целью была синтезирована серия поликристаллических редкоземельных сплавов стехиометрии  $RR'R''(Fe,Co)_2$ , где в качестве редкоземельных компонентов в сплавы, содержащие ионы  $Tb$  с положительной одноионной магнитокристаллической анизотропией, вводились металлы  $Du$  и  $Ho$ , которые дают отрицательный вклад в константу магнитной анизотропии.

В лаборатории редкоземельных сплавов МГУ был проведен поиск составов, обладающих большой положительной магнитострикционной восприимчивостью при продольном намагничивании. Обнаружено, что в соединениях  $RR'R''(Fe,Co)_2$ , магнитострикционная восприимчивость  $\partial\lambda/\partial H$ , которая характеризует скорость возрастания магнитострикции с полем, составляет величины в интервале  $20 \cdot 10^{-8} \text{ Э}^{-1}$  до  $45 \cdot 10^{-8} \text{ Э}^{-1}$ . Показано, что некоторые Co-содержащие соединения имеют более высокие значения магнитострикционной восприимчивости по сравнению с Fe-содержащими. В системе  $Tb_{0,23}Du_{0,27}Ho_{0,5}Fe_{2-y}Co_y$  максимум  $\partial\lambda_{||}/\partial H = 42 \cdot 10^{-8} \text{ Э}^{-1}$  наблюдается в области малых концентраций Co ( $y = 0,2$ ), в то время как в системе  $Tb_{0,37}Du_{0,5}Ho_{0,13}Fe_{2-y}Co_y$

максимум  $\partial\lambda_{||}/\partial H = 32 \cdot 10^{-8} \text{ Э}^{-1}$  обнаружен при  $y = 1,3$ . Системы (Tb-Dy-Ho)(Fe,Co)<sub>2</sub> являются более перспективными для применения по сравнению с Fe-содержащими системами, исследованными ранее [18].

В лаборатории редкоземельных сплавов МГУ также обнаружена гигантская объёмная магнитострикция  $\sim(200-400) \cdot 10^{-6}$  вблизи комнатных температур в соединениях Y<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> и Lu<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> [20]. Детально исследованы температурные и полевые зависимости продольной и поперечной магнитострикции монокристаллов Lu<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> и Y<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> в интервале температур 78-300 К в магнитных полях до 12 кОе. Обнаружено, что наибольшую величину имеет стрикция вдоль оси  $c$  в поле  $H \parallel c$ , в то время как стрикция в базисной плоскости значительно меньше. Обращает на себя внимание, что при нагревании образца линейная и объёмная магнитострикция сильно возрастают при приближении к температуре Кюри. Материалы с гигантской объёмной магнитострикцией являются перспективными для решения ряда задач в гидравлике.

## Литература

1. Никитин С.А. М., Магнитные структуры в кристаллических и аморфных веществах. Соросовский образовательный журнал, М., Международная Соросовская программа образования в области точных наук, 1997, с .
2. Белов К.П. Редкоземельные магнетики и их применение. М., Наука, 1980, 239 с.
3. Никитин С.А. М., Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. Изд.МГУ, 1989, 248с.
4. Белов К.П. Редкоземельные металлы, сплавы и соединения - новые магнитные материалы для техники. Соросовский образовательный журнал, М., Международная Соросовская программа образования в области точных наук, 1996, с94-99.
5. Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений, М., изд.Мир, 1974,с.374.
6. Звездин А.К., Матвеев В.М., Мухин А.А., Попов А.И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М., Наука, 1985 , с.294
7. Изюмов Ю.А. Дифракция нейтронов на длинно-периодических структурах, М., Энергоатомиздат, 1987, с.199.
8. Золотухин И.В. Физические свойства аморфных металлических материалов. М.: Металлургия, 1986. 176 с.
9. Херд К.М. Многообразие видов магнитного упорядочения в твердых телах. Успехи физ. Наук. 1984. т.142. № 2. с. 331-335.
10. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1984. 207 с.
11. Андреев А.С., Никитин С.А. Магнитные свойства аморфных сплавов редкоземельных и 3d-переходных металлов, УФН т.40, №6, 1997, с.581-597.
12. Ирхин В.Ю., Ирхин Ю.П. Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d- и f-металлах и их соединениях. Екатеринбург, УрО РАН, 2004, 472 с.
13. Белов К.П., Левитин Р.З., Никитин С.А., Соколов В.И. Явление аномально высокой магнитострикции в редкоземельных и урановых соединениях. Открытие №225 по Госреестру.
14. Белов К.П., Катаев Г.И., Никитин С.А., и др. УФН т.140, №2, 1983, с.271-313.
15. Clark A.E., Magnetostrictive RFe<sub>2</sub> intermetallic compounds, in Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths, Ed. by K. A. Gschneidner, Jr. and L. Eyring (North-Holland, Amsterdam, 1979), Vol. 2, Chap. 15, p. 231-257.
16. Терешина И.С., Никитин С.А., Политова Г.А., Опаленко А.А., Терешина Е.А., Телегина И.В. ФТТ, 2009, т.51, вып.1, стр. 85-90.
17. Tereshina I.S., Nikitin S.A., Politova G.A., et al. Solid State Phenomena Vol. 152 – 153, 2009, p.7-10.
18. Tereshina I., Nikitin S., Tulyakov A., et.al. J.Alloys Comp. v.451, 2008, p.481-483.

19. Ильюшин А.С., Никанорова И.А., Умхаева З.С., и др. Новое в магнетизме и магнитных материалах. Сборник трудов XXI Международной конференции, Москва, 2009, с.684.
20. Никитин С.А., Терешина И.С., Панкратов Н.Ю., Терешина Е.А., Скурский Ю.В., Скоков К.П., Пастушенков Ю.Г. Магнитная анизотропия и магнитострикция монокристалла интерметаллического соединения  $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ . Физика твердого тела, 2001, т.43(9), с. 1651-1657.