

ГИГАНТСКАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ

**К. П. Белов, Г. И. Катаев, Р. З. Левитин,
С. А. Никитин, В. И. Соколов**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	271
2. К феноменологическому описанию магнитострикции	272
3. Редкоземельные и актинидные магнетики с гигантской магнитострикцией а) Редкоземельные металлы и сплавы (273). б) Интерметаллические соединения редких земель (275). в) Ферриты-гранаты (277). г) Соединения актинидов (278). д) Парамагнитные соединения редких земель (279).	273.
4. Теоретическая модель гигантской магнитострикции	281
5. Исследование гигантской магнитострикции в редкоземельных сплавах и соединениях	286
6. Влияние гигантской магнитострикции на магнитную анизотропию и упругие свойства редкоземельных и актинидных магнетиков	298
7. Динамические свойства и возможные применения материалов с гигантской магнитострикцией в технике	303
8. Заключение	309
Цитированная литература	310

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление магнитострикции (изменение размеров магнетика при изменении его магнитного состояния) было открыто Джоулем более 130 лет назад ¹; тем не менее оно до сих пор привлекает внимание исследователей. Это связано, прежде всего, с тем, что магнитострикция, наряду с энергией магнитной анизотропии, определяет ход технической кривой намагничивания (вследствие возникновения магнитоупругой анизотропии). При изыскании новых магнитных материалов, кроме констант магнитной анизотропии, необходимо иметь сведения о константах магнитострикции ².

Спонтанная магнитострикция, т. е. магнитострикционная деформация, вызванная изменением магнитного состояния тела при его охлаждении или нагреве, обуславливает возникновение объемных и упругих аномалий («инварных» и «элинварных» свойств) ^{3, 4}.

Далее, от характера проявления спонтанной магнитострикции зависят особенности протекания магнитных фазовых переходов в точках Кюри и Нееля. Под влиянием большой спонтанной магнитострикции в точке Кюри возникают переходы 1-го рода вместо привычных переходов 2-го рода ^{5, 6}. Кроме того, в ряде веществ спонтанная магнитострикция обуславливает возникновение особого типа магнитных фазовых переходов — магнитоориентационных ⁷.

Наконец, исследования магнитострикции несомненно представляяют прикладной интерес, поскольку они дают физическую основу для разработки генераторов звука ⁸, контакторов и приводов перемещений в системах автоматики и оптоэлектроники.

Длительное время магнитострикция изучалась в металлах, сплавах и соединениях на основе элементов группы железа. Относительное удлинение $\lambda = \Delta l/l$ в полях технического насыщения для поликристаллических образцов железа и никеля при низких и комнатных температурах невелико: $(25-35) \cdot 10^{-6}$. Несколько большие величины магнитострикции наблюдаются в монокристаллах этих металлов. В кобальте и его сплавах (например, в пермендюре), кобальтовом феррите магнитострикция значительно больше, но, как правило, не превышает величины 10^{-4} .

В 1961 г. было впервые установлено^{9, 10}, что магнитострикция в редкоземельных металлах тербии и диспрозии, а также в их сплавах и соединениях при низких температурах превышает магнитострикцию металлов и сплавов на основе элементов группы железа в десятки, сотни, а в некоторых случаях в тысячи раз. В дальнейшем было показано, что явление гигантской магнитострикции наблюдается в других редкоземельных металлах и их соединениях, а также в ряде урановых и других актинидных магнетиков^{11, 12}.

В данном обзоре приводятся результаты экспериментального изучения гигантской магнитострикции в различных магнетиках, анализируется природа этого явления, связь его с электронной структурой редкоземельного или актинидного иона, рассматривается влияние гигантской магнитострикции на другие свойства магнетиков, обсуждаются возможности применения гигантской магнитострикции в технике.

2. К ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОМУ ОПИСАНИЮ МАГНИТОСТРИКЦИИ

В явлении магнитострикции проявляется зависимость магнитных и обменных взаимодействий от межатомных расстояний. Микроскопическая теория магнитострикции в настоящее время разработана недостаточно; существующие теории носят, в основном, феноменологический характер.

Подробнее всего изучена индуцированная полем магнитострикция. Эта магнитострикция имеет несколько источников.

Во-первых, магнитострикция, обусловленная вращением векторов намагниченности относительно осей кристалла, если направление поля не совпадает с осью легкого намагничивания кристалла. Во-вторых, магнитострикция парапроцесса, возникающая вследствие изменения величины спонтанной намагниченности в полях выше технического насыщения³. В большинстве материалов магнитострикция парапроцесса мала и носит изотропный характер. В редкоземельных металлах и их сплавах она значительна по величине и анизотропна. Можно также выделить магнитострикцию, обусловленную процессами смещения границ доменов, и магнитострикцию, обусловленную магнитостатическим взаимодействием и связанную с формой образца.

Зависимости магнитострикционных деформаций от направления измерения и ориентации намагниченности в кристаллах могут быть получены феноменологически, исходя из кристаллографической симметрии. Не останавливаясь на выводе этих формул (см., например,¹³), приведем их для наиболее часто встречающихся в соединениях редких земель кристаллических структур — гексагональной и кубической. Если ограничиться в разложении магнитоупругой части гамильтониана по гармоническим полиномам членами, квадратичными по направляющим косинусам вектора намагниченности α_i , то магнитострикционная деформация гексагонального кристалла в направлении, задаваемом направляющими косинусами

описывается соотношением

$$\lambda = \lambda_1^{\alpha, 0} (\beta_x^2 + \beta_y^2) + \lambda_2^{\alpha, 0} \beta_z^2 + \lambda_1^{\alpha, 2} (\beta_x^2 + \beta_y^2) \left(\alpha_z^2 - \frac{1}{3} \right) + \lambda_2^{\alpha, 2} \beta_z^2 \left(\alpha_z^2 - \frac{1}{3} \right) + \lambda^{\gamma, 2} \left[\frac{1}{2} (\beta_x^2 - \beta_y^2) (\alpha_x^2 - \alpha_y^2) + 2\beta_x \beta_y \alpha_x \alpha_y \right] + 2\lambda^{\varepsilon, 2} (\beta_x \alpha_x + \beta_y \alpha_y) \beta_z \alpha_z. \quad (1)$$

Два первых члена в выражении (1) не зависят от направления намагниченности и изменяются только при изменении ее величины; при этом $\lambda_1^{\alpha, 0}$ определяет деформацию в базисной плоскости кристалла, а $\lambda_2^{\alpha, 0}$ — деформацию вдоль гексагональной оси. Остальные члены характеризуют анизотропную магнитострикцию, связанную с изменением ориентации намагниченности. Константы $\lambda_1^{\alpha, 2}$ и $\lambda_2^{\alpha, 2}$ описывают изменение объема и изменение отношения параметров решетки c/a в гексагональной структуре при сохранении гексагональной симметрии; $\lambda^{\gamma, 2}$ представляет искажение круговой симметрии базисной плоскости при вращении вектора намагниченности в этой плоскости; $\lambda^{\varepsilon, 2}$ характеризует искажение прямого угла между направлением гексагональной оси и базисной плоскостью.

Магнитострикция кубических кристаллов дается формулой

$$\lambda = \lambda_0 + \lambda^{\gamma, 2} \left(\alpha_x^2 \beta_x^2 + \alpha_y^2 \beta_y^2 + \alpha_z^2 \beta_z^2 - \frac{1}{3} \right) + 2\lambda^{\varepsilon, 2} (\alpha_x \alpha_y \beta_x \beta_y + \alpha_y \alpha_z \beta_y \beta_z + \alpha_x \alpha_z \beta_x \beta_z). \quad (2)$$

Здесь λ_0 — изотропная магнитострикция, не зависящая от направления намагниченности, а $\lambda^{\gamma, 2}$ и $\lambda^{\varepsilon, 2}$ — анизотропная магнитострикция ($\lambda^{\gamma, 2}$ характеризует тетрагональные, а $\lambda^{\varepsilon, 2}$ — ромбоэдрические искажения кубической структуры). Вместо $\lambda^{\gamma, 2}$ и $\lambda^{\varepsilon, 2}$ часто используют магнитострикционные константы λ_{100} и λ_{111} ; они связаны соотношениями: $\lambda^{\gamma, 2} = (3/2)\lambda_{100}$, $\lambda^{\varepsilon, 2} = (3/2)\lambda_{111}$.

Магнитострикцию поликристалла можно описать, усредняя формулы (1) и (2) по различным кристаллографическим направлениям. Например, для продольной магнитострикции упруго-изотропного поликристаллического кубического ферромагнетика имеем^{13, 14}

$$\lambda = \frac{1}{5} (2\lambda_{100} + 3\lambda_{111}). \quad (3)$$

3. РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫЕ И АКТИНИДНЫЕ МАГНЕТИКИ С ГИГАНТСКОЙ МАГНИТОСТРИКЦИЕЙ

а) Редкоземельные металлы и сплавы

В табл. I приведены результаты измерений магнитострикции в поликристаллических образцах тяжелых редкоземельных металлов (РЗМ) и значения магнитострикции никеля, железа и кобальта. Видно, что магнитострикция РЗМ превышает магнитострикцию железа и никеля в 30—50 раз.

Магнитострикция монокристаллов РЗМ исследовалась в работах^{15–27}. Величины констант магнитострикции монокристаллов РЗМ даны в табл. II. Видно, что анизотропная магнитострикция РЗМ очень велика. Особенно больших величин ($\sim 10^{-2}$) достигает магнитострикция ($\lambda^{\alpha, 2}$) Tb, Dy и Er вдоль гексагональной оси. Она превышает продольную магнитострикцию кристаллов железа и никеля в несколько сотен раз. Зависимость магнитострикции монокристалла Tb от магнитного поля, приложенного вдоль различных кристаллографических направлений, представлена на рис. 1. В поле, приложенном в базисной плоскости, магнитострикция сравни-

Таблица I

Продольная магнитострикция
поликристаллических образцов
некоторых РЗМ и d-металлов

Ме- талл	$\lambda_s \cdot 10^6$	Темпе- ратура из- мерений, К	Лите- рату- ра
Tb	1230	78	18
Dy	1400	78	9, 10
Fe	-10	300	14
Co	-71,4	300	14
Ni	-35	300	14

Таблица II

Магнитострикционные константы тяжелых
редкоземельных металлов при 4,2 К

Констан- ты маг- нитост- рикции	Gd	Tb	Dy	Ho	Er
$\lambda_1^{\alpha}, 0 \cdot 10^3$	-0,43 ²⁶	-4,27 ²⁷	-6,1 ²³ -4,3 ²⁴		
$\lambda_2^{\alpha}, 0 \cdot 10^3$	7,61 ²⁶	13,4 ²⁷	11 ²³ 12,9 ²⁴		
$\lambda_1^{\alpha}, 2 \cdot 10^3$	0,162 ²⁶	-11,6 ²⁵	-14 ²³ -9,1 ²⁵		
$\lambda_2^{\alpha}, 2 \cdot 10^3$	-0,09 ²⁶	21 ¹⁹ 23,6 ²⁵	22 ¹⁹		
$\lambda_{\gamma}, 2 \cdot 10^3$			8,7 ²⁰ 8,5 ²² 5,7 ²⁰	-2,3 ²¹	-3,4 ²⁰
$\lambda^{\epsilon}, 2 \cdot 10^3$					

тельно быстро достигает насыщения, в то время как в поле, приложенном вдоль гексагональной оси, на изотермах $\lambda(H)$ насыщение отсутствует вплоть до полей ~ 150 кЭ. Это связано с тем, что поле анизотропии Tb вдоль гексагональной оси велико (~ 500 кЭ¹⁹).

В парамагнитном состоянии редкоземельные металлы обладают магнитострикцией, которая в поле $H > 100$ кЭ превышает магнитострикцию таких ферромагнетиков, как никель и железо²⁸ (табл. III).

Таблица III

Продольная магнитострикция
редкоземельных металлов
в парамагнитной области
в поле 144 кЭ при 300 К²⁸

Ме- талл	$\lambda_{ } \cdot 10^6$	Ме- талл	$\lambda_{ } \cdot 10^6$
Tb	600	Ho	170
Dy	400	Er	-50

Большинство магнитострикционных изменений размеров РЗМ и их сплавов возникают не только под влиянием поля, но и температуры. Спонтанная магнитострикция приводит к аномалиям теплового расширения (инварным эффектам), возникающим как в базисной плоскости, так и вдоль гексагональной оси с ниже температуры магнитного упорядочения. В тяжелых РЗМ и их сплавах наблюдаются магнитный переход парамагнетизм — антиферромагнетизм в точке θ_2 и переход антиферромагнетизм — ферромагнетизм в точке θ_1 .

В интервале температур $\theta_1 \div \theta_2$ эти сплавы обладают геликоидальной антиферромагнитной структурой. При величине магнитного поля, превышающей некоторое критическое значение $H_{кр}$, происходит разрушение спиральной антиферромагнитной структуры¹¹. Поэтому такое поле вызывает существенное изменение величины и характера температурной зависимости теплового расширения. Указанный эффект иллюстрирует рис. 2, где по данным²⁹ представлены кривые температурной зависимости теплового расширения кристаллов сплавов Tb—Y вдоль оси легкого намагничивания (здесь это ось b в базисной плоскости) в магнитном поле $H = 55$ кЭ, которое превышает $H_{кр}$ и направлено вдоль оси b , и в нулевом поле. Пунктирные линии на рис. 2 — фоновые вклады в тепловое расширение. Видно, что кривая I для сплава Tb_{0,10}Y_{0,90} определяется, в основном, фоновым вкладом, так как этот сплав не обладает магнитным упорядочением. Для остальных сплавов, вследствие наложения большой спонтанной магнитострикции, тепловое расширение ниже температуры магнитного упорядочения имеет резкие аномалии температурной

зависимости. При $H > H_{кр}$ резко изменяется тепловое расширение, часто со сменой знака. Таким образом, с помощью магнитного поля здесь можно «управлять» тепловым расширением, т. е. инварными свойствами сплавов.

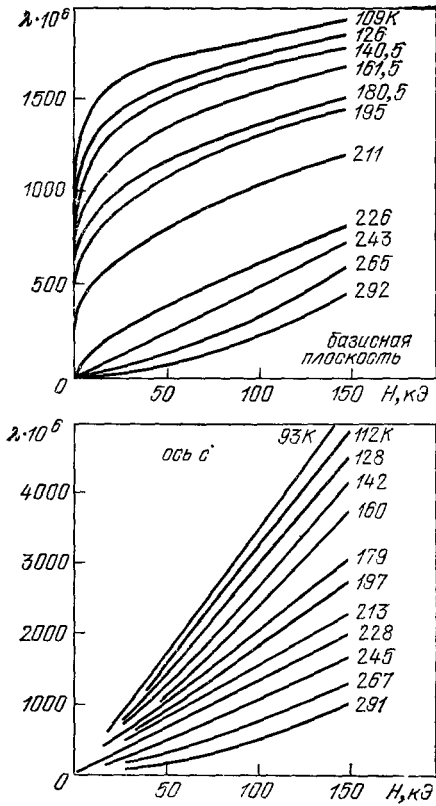


Рис. 1. Зависимость продольной магнитострикции монокристалла тербия от поля.

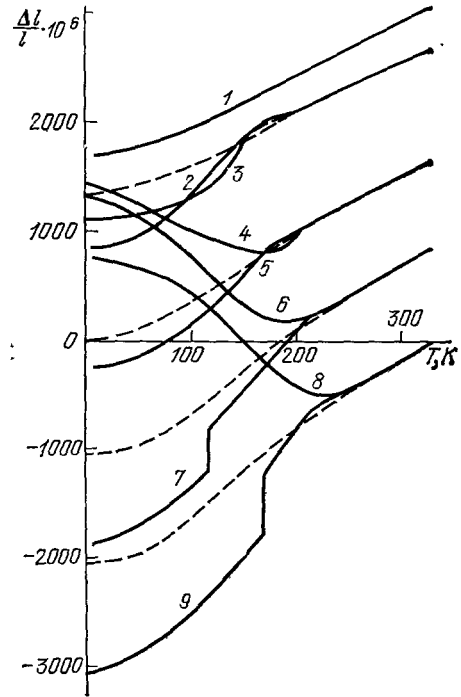


Рис. 2. Тепловое расширение монокристаллов сплавов Tb — Y вдоль оси b . Поле $H = 55$ кЭ направлено вдоль оси b , штриховые линии — фоновые вклады в тепловое расширение.

Tb_{0,10}Y_{0,90}: 1 — $H > H_{кр.макс}$ и $H = 0$;
 Tb_{0,50}Y_{0,50}: 2 — $H > H_{кр.макс}$; 3 — $H = 0$;
 Tb_{0,65}Y_{0,35}: 4 — $H > H_{кр.макс}$; 5 — $H = 0$;
 Tb_{0,85}Y_{0,15}: 6 — $H > H_{кр.макс}$; 7 — $H = 0$;
 Tb_{0,81}Y_{0,09}: 8 — $H > H_{кр.макс}$; 9 — $H = 0$.

Влияние магнитного упорядочения на кристаллическую структуру и параметры решетки РЗМ изучено рентгеновским методом Финкелем с сотрудниками³⁰.

б) Интерметаллические соединения редких земель

В работе³¹ было показано, что интерметаллические соединения типа RFe₂ с кубической кристаллической структурой обладают гигантской магнитострикцией как при низких, так и при комнатных температурах. В табл. IV приведены значения констант магнитострикции моно- и поли-

Таблица IV

Магнитоотрицательная интерметаллических соединений типа RFe₂

Соединение	4,2 К		300 К			Литература
	$\lambda_{111} \cdot 10^6$	$\lambda_{100} \cdot 10^6$	$\lambda_{111} \cdot 10^6$	$\lambda_{100} \cdot 10^6$	$\lambda_s^* \cdot 10^6$	
SmFe ₂	—	—	—2300	—	—1560	36, 37
TbFe ₂	4400	—	2500	—	1753	36, 37
DyFe ₂	—	—160	—	0	433	39, 37
HoFe ₂	776	—745	200	—67	85	40, 37
ErFe ₂	—1850	—	—280	—	—229	39, 37
TmFe ₂	—3620	—	—210	—	—123	41, 37

*) $\lambda_s = (2/3)(\lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp})$ при 25 кЭ.

кристаллических образцов таких соединений. Особенно велика магнитоотрицательная TbFe₂; при этом доминирующий вклад в магнитоотрицательную поликристалла вносит константа λ_{111} ; константа λ_{100} почти на два порядка меньше по величине.

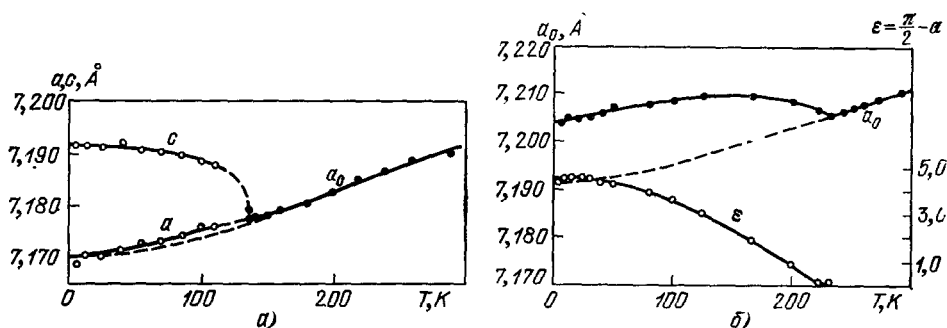


Рис. 3. Зависимость от температуры параметров кристаллической структуры интерметаллических соединений DyCo₂ (а) и TbCo₂ (б). Значки и сплошные линии — экспериментальные данные, штриховые — фоновый вклад в параметр решетки.

Большая магнитоотрицательная наблюдается и в других соединениях типа RM₂, где M = Co, Mn, Al, Ni (табл. V).

Таблица V

Магнитоотрицательная интерметаллических соединений типа RM₂ при 4,2 К

Соединение	$\lambda_{111} \cdot 10^6$	$\lambda_{100} \cdot 10^6$	Литература	Соединение	$\lambda_{111} \cdot 10^6$	$\lambda_{100} \cdot 10^6$	Литература
NdAl ₂	—	—1000	32	HoNi ₂	—	—1000	34
GdAl ₂	—	*)	32	ErNi ₂	—	*)	34
TbAl ₂	3000	—	32	TbCo ₂	4500	—	35
DyAl ₂	—	—2500	32	DyCo ₂	—	—2000	35
TbMn ₂	2900	—	33	HoCo ₂	260	—2200	35
TbNi ₂	1600	—	34	ErCo ₂	—2500	—	35
DyNi ₂	—	—1300	34				

*) Величина магнитоотрицательная менее 10⁻⁴.

Спонтанная магнитострикция этих соединений приводит к тому, что ниже температуры магнитного упорядочения возникают искажения кубической структуры. Это хорошо видно на рис 3, на котором показаны температурные зависимости параметров кристаллической структуры соединений $TbCo_2$ и $DyCo_2$. Для $TbCo_2$ осью легкого намагничивания является направление $\langle 111 \rangle$. В этом случае искажения являются ромбоэдрическими: ниже температуры Кюри угол между двумя соседними ребрами куба α отличается от $\pi/2$. Из формулы (2) для магнитострикции кубического кристалла следует: $\lambda_{111} = \epsilon = (\pi/2) - \alpha$ (в радианах).

Для $DyCo_2$ ось легкого намагничивания параллельна $\langle 100 \rangle$. В этом случае возникают тетрагональные искажения, которые связаны с константой магнитострикции λ_{100} , причем $\lambda_{100} = (2/3) [(c/a) - 1]$.

в) Ферриты - гранаты

Обнаружение гигантской магнитострикции в металлах группы редких земель позволило предположить существование аналогичных эффектов в окисных и других диэлектрических соединениях, содержащих редкоземельные ионы. Впервые это предположение было экспериментально подтверждено при изучении магнитострикции поликристаллических ферритов-гранатов ($R_3Fe_5O_{12}$, где R — редкоземельные ионы) в области гелиевых температур⁴². В дальнейшем гигантские магнитострикционные эффекты наблюдались на монокристаллических образцах этих гранатов⁴³⁻⁴⁷ и у замещенных составов редкоземельных ферритов-гранатов⁴⁸. В табл. VI

Таблица VI
Магнитострикция монокристаллов ферритов-гранатов

Гранат	$\lambda_{100} \cdot 10^6$		$\lambda_{111} \cdot 10^6$		Литература
	4,2 К	78 К	4,2 К	78 К	
$Y_3Fe_5O_{12}$	-1,4	-1,0	-5,25	-3,6	46, 47
$Sm_3Fe_5O_{12}$	—	+150	—	-183	46
$Eu_3Fe_5O_{12}$	—	+86	—	+9,7	46
$Gd_3Fe_5O_{12}$	+5,1	+4,0	+8,3	-5,1	43, 46
	+7,4	+4,4	-4,1	-4,7	15
$Ho_3Fe_5O_{12}$	-665	-82,2	-632	-56,3	43, 46
$Tb_3Fe_5O_{12}$	+1270	+67	+2460	+560	43, 46
$Dy_3Fe_5O_{12}$	-1400 *)	-254	-550 *)	-145	41, 46
$Er_3Fe_5O_{12}$	—	+10,7	—	-19,4	46
$Tm_3Fe_5O_{12}$	—	+25	—	-31,2	46

*) Экстраполяция к 0 К.

приведены результаты измерения магнитострикции в ряде монокристаллов ферритов-гранатов. Обращает на себя внимание магнитострикционная деформация кристалла $Tb_3Fe_5O_{12}$. Величина λ_{111} в этом соединении положительна и значительно превышает 10^{-3} при 4,2 К. Магнитострикция этого граната обязана своей гигантской величиной редкоземельному иону Tb^{3+} . Поэтому даже ничтожно малые добавки тербия в феррит-гранат иттрия, магнитострикция которого отрицательна и составляет $\sim 10^{-6}$ (см. табл. VI), приведут к изменению не только величины, но и знака λ в этом феррите. Такой эффект наблюдался экспериментально в работе⁴⁹.

Одна из особенностей магнитных свойств редкоземельных ферритов-гранатов состоит в том, что их намагниченность значительно возрастает

при температурах ниже 100 К. Поэтому наибольших величин магнито-стрикционные деформации в $R_3Fe_5O_{12}$ достигают при температуре жидкого гелия. На рис. 4 в качестве примера приведена температурная зависи-

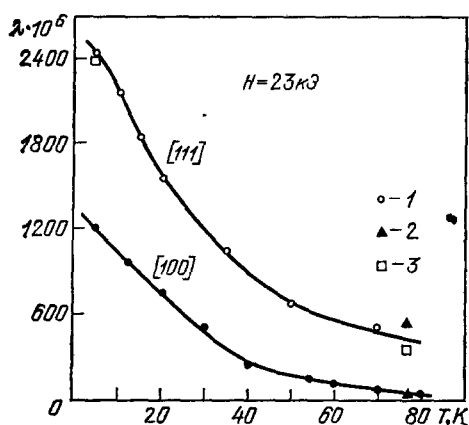


Рис. 4. Зависимость от температуры магнито-стрикции монокристалла феррита-граната тербия $Tb_3Fe_5O_{12}$ вдоль направлений $[111]$ и $[100]$ по данным ⁴³ (1), ⁴⁶ (2) и ⁵⁰ (3).

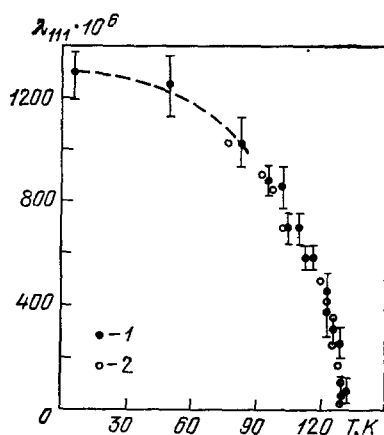


Рис. 5. Зависимость от температуры константы магнито-стрикции λ_{111} соединения U_3P_4 .

1 — данные, полученные из рентгеновских измерений; 2 — данные из измерений магнито-стрикции в поле.

мость констант λ_{100} и λ_{111} $Tb_3Fe_5O_{12}$, измеренных различными способами ^{43, 46, 50}. Видно, что λ_{111} резко возрастает с понижением температуры, достигая при 4,2 К величины $2420 \cdot 10^{-6}$.

г) Соединения актинидов

В работах ⁵¹⁻⁵⁸ было установлено, что ряд ферромагнитных соединений урана с кубической и гексагональной структурами обладает очень большими величинами магнито-стрикции (табл. VII). Магнито-стрикция

Таблица VII

Магнито-стрикция соединений урана при 4,2 К

Соединение	Кристаллическая структура	Температура магнитного упорядочения, К	$\lambda_{111} \cdot 10^6$	Литература	Соединение	Кристаллическая структура	Температура магнитного упорядочения, К	$\lambda_{111} \cdot 10^6$	Литература
U_3P_4	Th_3P_4	138	1330	^{51, 53}	UN	NaCl	87	—3470	^{57, 58}
U_3As_4	То же	198	1140	⁵³	UFe_2	$MgCu_2$	171	3000	⁵⁶
US	NaCl	178	7000	^{57, 58}	UGa_2	AlB_2	125	4000*)	⁵⁵
USE	То же	160	5400	^{57, 58}		(гексаг.)			

*) $\lambda^y, 2$.

в урановых соединениях без труда может быть измерена рентгеновским методом. Она определяется из ромбоэдрических (или тетрагональных) искажений гексагональной решетки. На рис. 5 приведены данные измерений константы магнито-стрикции λ_{111} соединения U_3P_4 . Значения, полу-

ченные из измерений магнитострикционных деформаций в поле, в пределах ошибки совпадают с результатами рентгеновских измерений.

Таблица VIII

Магнитострикция соединений нептуния и плутония при 4,2 К

Соединение	Кристаллическая структура	Температура магнитного упорядочения, К	Тип магнитной структуры	$\mu_{111} \cdot 10^6$	$\lambda_{100} \cdot 10^6$	Литература
PuP	NaCl	125	Ферро-	—	2070	61
NpC	То же	300	Антиферро- тип 1 ($T > 220$ К)	1540	—	59
NpP	» »	130	Ферро- ($T < 220$ К) Антиферро- тип 1 ($T > 74$ К) тип ₊₊₊₊ ($T < 74$ К)		—2800	59
NpAs	» »	175	Антиферро- тип ₊₊₊₊ ($T > 140$ К) тип 1 ($T < 140$ К)		—530 *)	59
NpFe ₂	MgCu ₂	~500	Ферро-	—8000		61
NpNi ₂	То же	32	Ферро-	2860		61

*) При 140 К.

В табл. VIII приведены результаты рентгеновских измерений анизотропной магнитострикции интерметаллидов нептуния и плутония⁵⁹⁻⁶¹. Видно, что магнитострикция в актинидных соединениях достигает огромных величин, в некоторых случаях даже больших, чем в редкоземельных магнетиках.

Интересно отметить, что, как показали рентгеновские исследования, в актинидных антиферромагнитных соединениях магнитоупругие искажения структуры наблюдаются только в тех случаях, когда число ферромагнитных взаимодействий иона с его ближайшими соседями превышает число антиферромагнитных. Например, если антиферромагнитное упорядочение происходит по типу $+++-$, наблюдаются значительные магнитоупругие искажения кристаллической структуры, если же антиферромагнитная структура имеет вид $+-+-$, магнитострикция невелика. Причина этого в настоящее время окончательно не ясна. Возможно, это явление связано с тем, что структуры во многих актинидных антиферромагнетиках неколлинеарны (так называемые мульти- k -структуры⁶²).

д) Парамагнитные соединения редких земель

В металлах и соединениях переходных d -элементов, находящихся в парамагнитном состоянии, магнитострикция, как правило, не превышает величины 10^{-6} даже в магнитных полях до 100 кЭ⁶³. Еще меньших значений λ следует ожидать в диамагнитных металлах и сплавах. Однако есть исключения: например, продольная магнитострикция монокристалла Вi в направлении, перпендикулярном тригональной оси, при 78 К, согласно измерениям П. Л. Капицы, достигает $30 \cdot 10^{-6}$ в магнитном поле 250 кЭ⁶⁴.

Соединения же редкоземельных элементов и в парамагнитном состоянии обнаруживают магнитострикционные деформации, которые сравнимы

по величине с магнитострикцией магнитоупорядоченных материалов. Так⁵ при измерении магнитострикции парамагнитных галлатов $R_3Ga_2O_{12}$ ⁶ и германатов $Sr_3R_2Ge_3O_{12}$ ⁶⁶ со структурой граната было установлено, что при температурах ниже 20 К магнитострикция в поле ~ 30 кЭ достигает значений более 10^{-4} (рис. 6). В указанных соединениях ионы редких земель занимают один сорт узлов структуры граната — додекаэдрические или октаэдрические, и антиферромагнитное упорядочение возникает в них лишь ниже температуры $\sim 0,5$ К⁶⁷. Как и в ферритах-гранатах, магнитострикция галлатов и германатов резко возрастает с понижением температуры, что обусловлено ростом парамагнитной восприимчивости.

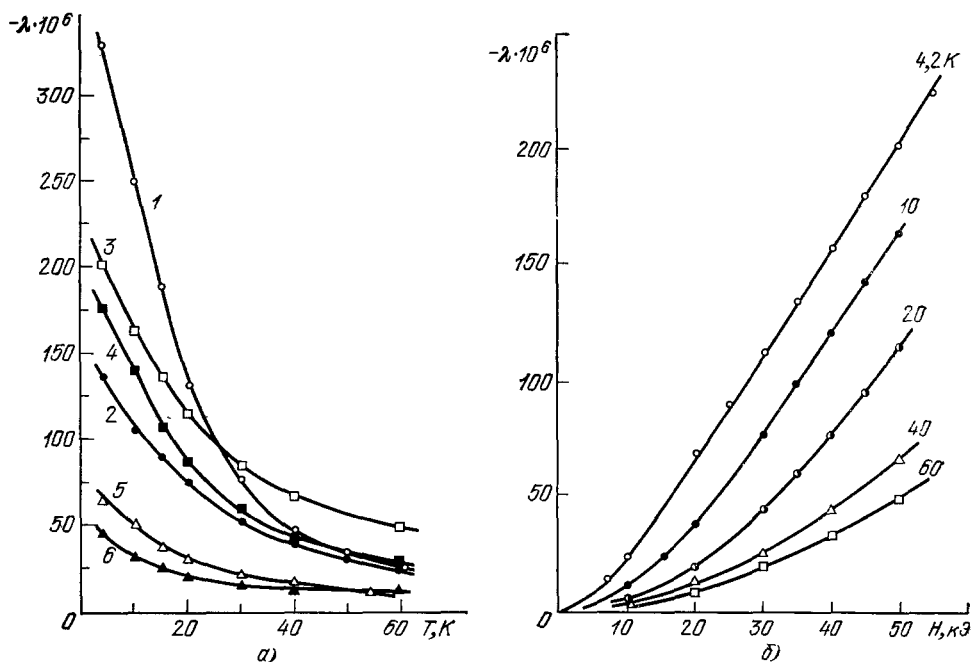


Рис. 6. Магнитострикция редкоземельных гранатов, галлатов и германатов. а) В зависимости от температуры в поле $H = 50$ кЭ⁶⁶. 1 — $Sr_3Ho_2Ge_3O_{12}$, 2 — $Ho_3Ga_2O_{12}$, 3 — $Ca_3Dy_2Ge_3O_{12}$, 4 — $Dy_3Er_2Ge_3O_{12}$, 5 — $Sr_3Er_2Ge_3O_{12}$, 6 — $Er_3Ga_2O_{12}$. б) Изотермы для парамагнитного граната $Ca_3Dy_2Ge_3O_{12}$.

При температурах жидкого гелия магнитные поля напряженностью 30 кЭ вызывают гигантские (для парамагнетиков) магнитострикционные деформации и в тетрагональных кристаллах $LiRfF_4$ (структура шеелита), где $R = Er, Tm, Ho, Tb$. По данным работы⁶⁸ магнитострикция монокристалла $LiErF_4$ при 4,2 К вдоль оси $\langle 100 \rangle$ в поле 30 кЭ достигает $3 \cdot 10^{-4}$. При этом наблюдается сильная анизотропия λ : при $H \parallel \langle 110 \rangle$ магнитострикция того же кристалла уменьшается почти на порядок.

Магнитострикция двойных фторидов редких земель обуславливает возбуждение в этих парамагнитных кристаллах при действии импульса электромагнитного поля своеобразного магнитоакустического эхо. Экспериментально этот эффект наблюдался С. А. Альтшулером с сотрудниками⁶⁹ в кристаллах $LiTbF_4$, $LiHoF_4$ и $LiErF_4$.

Недавно гигантская магнитострикция была обнаружена в парамагнитных титанатах тербия $Tb_2Ti_2O_7$ и Tb_2TiO_5 ⁷⁰. Наибольшей величины ($5 \cdot 10^{-4}$ в поле 50 кЭ) достигает при 4,2 К магнитострикция кубического соединения со структурой типа пирохлора $Tb_2Ti_2O_7$.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГИГАНТСКОЙ МАГНИТОСТРИКЦИИ

Связь между магнитострикцией и намагниченностью кристалла дается известным термодинамическим соотношением^{2,3}

$$\left(\frac{\partial \lambda}{\partial H}\right)_{p_i} = \left(\frac{\partial I}{\partial p_i}\right)_H, \quad (4)$$

где I — намагниченность, p_i — одностороннее напряжение, действующее в направлении измерения магнитострикции. Намагниченность I зависит от характеристик магнитных ионов, их взаимодействий между собой и с кристаллическим полем. Различают следующие источники магнитострикции в кристалле:

1. «Обменная» магнитострикция, обусловленная изменением обменной энергии при деформациях; она может быть изотропной и анизотропной в зависимости от рода вещества.

2. Магнитострикция, обусловленная взаимодействием орбита — кристаллическое поле и спин-орбита; эта магнитострикция является существенно анизотропной и возникает на участках кривой намагничивания, где протекают процессы вращения и смещения границ доменов.

3. Магнитострикция, обусловленная энергией магнитного дипольного взаимодействия атомов, она также является анизотропной.

Существенно, что ионы редких земель с незаполненной $4f$ -оболочкой имеют значительную величину спин-орбитального взаимодействия. Расщепление основных термов с данными L и S на мультиплеты составляет величину порядка 10^3 см^{-1} ; взаимодействие же РЗ ионов с кристаллическим полем на один — два порядка меньше, так что основным состоянием РЗ иона является состояние с заданным главным квантовым числом J (J является «хорошим» квантовым числом). Следовательно, особенность РЗ магнетиков состоит в том, что в них формирование магнитных свойств определяется полным механическим моментом J , который включает как спиновый момент S , так и орбитальный L . Таким образом, в отличие от магнетиков группы железа, орбитальный момент в редких землях «не заморожен».

Конфигурация электронного облака $4f$ -электронов, ответственных за магнетизм редкоземельных магнетиков, является не сферической, а резко анизотропной и задается полным моментом $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. При «перенесении» такого иона в кристаллическую решетку форма облака практически не изменяется, так как спин-орбитальное взаимодействие $4f$ -электронов гораздо больше, чем энергия кристаллического поля.

Поворот магнитного момента редкоземельного иона во внешнем магнитном поле вызывает изменение ориентации электронного облака по отношению к кристаллическому окружению. Поскольку при этом отталкивание между существенно несимметричным распределением заряда данного редкоземельного иона и окружающими ионами будет увеличиваться в одном направлении и уменьшаться в другом, энергия кристалла минимизируется за счет деформации решетки, т. е. возникает анизотропная одноионная магнитострикция. В случае иона Gd^{3+} , находящегося в S -состоянии ($L = 0$), эффект магнитострикционной деформации мал, так как распределение электронной плотности $4f$ -оболочки является здесь сферическим. Это подтверждают экспериментальные результаты для металлического гадолиния и его соединений.

Из сказанного следует, что гигантская магнитострикция в редкоземельных ферро- и ферримангнетиках, а в общем случае и в парамагнетиках, возникает потому, что распределение электронной плотности $4f$ -оболочки ионов редких земель ведет себя в решетке подобно «жесткому

анизотропному электронному облаку. Поэтому поворот магнитного момента иона сильно деформирует кристаллическую решетку.

Разработанная сначала для диэлектрических магнетиков ⁷¹, рассмотренная модель с известным приближением может быть применена и для металлических редкоземельных магнетиков, в которых локализованные 4f-электроны экранируются от действия кристаллического поля, кроме электронных оболочек 5s², 5p⁶, также электронами проводимости. Здесь анизотропную магнитострикцию могут обуславливать два механизма:

- 1) взаимодействие орбита — кристаллическое поле;
- 2) взаимодействие облако электронов проводимости — кристаллическое поле.

Однако последний вклад в гигантскую магнитострикцию РЗМ, по-видимому, мал по величине, поскольку магнитострикция окисных соединений редких земель, в которых практически отсутствует электропроводность, столь же велика, как в РЗМ и их сплавах (см. табл. VI).

Теоретический анализ, проведенный Тсуйя, Кларком и Бозортом, дает для изменения потенциала электростатического поля кристаллической гексагональной решетки при ее деформации следующее выражение (в приближении точечных зарядов) ⁷²:

$$\delta V(r) = (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy})(2z^2 - x^2 - y^2) W_1^{\alpha, 2} + \epsilon_{zz}(2z^2 - x^2 - y^2) W_2^{\alpha, 2} + \left[\frac{1}{4} (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy})(x^2 - y^2) + \epsilon_{xy}xy \right] W^{\gamma, 2} + (\epsilon_{yz}yz + \epsilon_{zx}xz) W^{\epsilon, 2}. \quad (5)$$

Здесь x, y, z — координаты точки, в которой вычисляется потенциал, а параметры взаимодействия равны:

$$\left. \begin{aligned} W_1^{\alpha, 2} &= \frac{qe}{2} R_0^{-3} P_2, \\ W_2^{\alpha, 2} &= \frac{9qe}{7} R_0^{-3} P_4 + \frac{3qe}{14} R_0^{-3} P_2, \\ W^{\gamma, 2} &= -\frac{6qe}{7} R_0^{-3} P_2 + \frac{6qe}{7} R_0^{-3} P_4, \\ W^{\epsilon, 2} &= \frac{3qe}{7} R_0^{-3} P_2 + \frac{24qe}{7} R_0^{-3} P_4, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где qe — заряд иона (для трехвалентных ионов редкой земли без учета экранирования $q = 3$), P_2 и P_4 — решеточные суммы:

$$P_2 = R_0^3 \sum_n \frac{1}{2} (3z_n^2 - R_n^2) R_n^{-5}, \quad P_4 = R_0^3 \sum_n \frac{1}{8} (35z_n^4 - 30z_n^2 R_n^2 - 3R_n^4) R_n^{-7}, \quad (7)$$

которые, как легко показать, зависят от параметров гексагональной плотноупакованной решетки и могут быть выражены через среднее расстояние между соседними атомами и отклонение этой структуры от идеальной гексагональной. Используя эквивалентные операторы Стивенса, можно перейти в выражении для δV от координат (x, y, z) к компонентам оператора полного момента (J_x, J_y, J_z) . Тогда для констант магнитоупругого взаимодействия получаем

$$\left. \begin{aligned} B_1^{\alpha, 2} &\approx \alpha J \left(J - \frac{1}{2} \right) W_1^{\alpha, 2} \langle r_{4f}^2 \rangle, \\ B_2^{\alpha, 2} &\approx \alpha J \left(J - \frac{1}{2} \right) W_2^{\alpha, 2} \langle r_{4f}^2 \rangle, \\ B^{\gamma, 2} &\approx \alpha J \left(J - \frac{1}{2} \right) W^{\gamma, 2} \langle r_{4f}^2 \rangle, \\ B^{\epsilon, 2} &\approx \alpha J \left(J - \frac{1}{2} \right) W^{\epsilon, 2} \langle r_{4f}^2 \rangle, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где $\langle r_{4f}^2 \rangle$ — средний квадрат радиуса 4f-электронной оболочки. Величины $W_k^{i,2}$ слабо меняются при переходе от одного редкоземельного металла к другому.

Таким образом, из работы ⁷² следует, что константы магнитострикции редкоземельных металлов при 0 К могут быть представлены в виде

$$\lambda_k^{i,2} = D_k^{i,2} \alpha J \left(J - \frac{1}{2} \right) \langle r_{4f}^2 \rangle. \quad (9)$$

Коэффициент Стивенса α характеризует форму 4f-электронного облака. В ряду редкоземельных элементов α изменяет знак: в Tb, Dy, Ho коэффициент α отрицателен (4f-облако сплюснуто), а в Er, Tm, Yb — положителен, т. е. 4f-облако вытянуто вдоль направления магнитного момента. В соответствии с этим знак $\lambda^{i,2}$ изменяется в ряду РЗМ при переходе от Ho к Er.

Проведенные для РЗМ оценки магнитоупругих констант на основе теории ⁷² примерно в 15 раз превышают их экспериментальные значения. Это связано с тем, что теория является довольно грубой, так как, во-первых, не учитывает экранировку ионного остова электронами проводимости и, во-вторых, — зонную структуру и особенности топологии поверхности Ферми РЗМ, от которых зависит перераспределение электронов проводимости вокруг ионного остова при деформации кристалла. Тем не менее, как видно из табл. IX, формула (9) качественно верно предсказывает изменение знака и относительные величины магнитострикционной константы с ростом атомного номера тяжелых редких земель.

Таблица IX

Относительное значение теоретической магнитоупругой постоянной $B^{i,2}$ и магнитострикционной константы $\lambda^{i,2}$ при 0 К для тяжелых РЗМ

РЗМ	J	α	$\alpha J \left(J - \frac{1}{2} \right)$	$\left(\frac{B}{B_{Dy}} \right)^{теор} = \left(\frac{\lambda}{\lambda_{Dy}} \right)^{теор}$	$\left\{ \frac{\lambda^{i,2(0)}}{[\lambda^{i,2(0)}]_{Dy}} \right\}^{эксп}$	$(B^{i,2})^{эксп}, \text{ см}^{-1}$
Tb	6	$-\frac{1}{99}$	$-\frac{1}{3}$	1,04	0,67	—235
Dy	15/2	$-\frac{2}{9,35}$	$-\frac{1}{3}$	1,00	1,00	—350
Ho	8	$-\frac{1}{15,3}$	$-\frac{2}{15}$	0,38	0,28	—97
Er	15/2	$\frac{4}{35,45}$	$\frac{2}{15}$	—0,37	—0,44	+154
Tm	6	$\frac{1}{99}$	$\frac{1}{3}$	—0,88	—	—
Yb	7/2	$\frac{2}{63}$	$\frac{1}{3}$	—0,84	—	—

Теория одноионной магнитострикции была разработана Слончевским ⁷³ для кобальтовых ферритов-шпинелей. Изложенное выше объяснение гигантской магнитострикции также основывается на одноионной модели, однако в ней учитываются особенности электронной структуры редкоземельных

ионов, в частности, тот факт, что для них спин-орбитальное взаимодействие много больше взаимодействия орбитального момента с кристаллическим полем решетки (модель «жесткого» электронного облака), что позволяет объяснить физическую природу гигантских магнитострикционных деформаций в редкоземельных соединениях, обладающих как диэлектрическими, так и металлическими свойствами.

Возникает вопрос, насколько применима модель одноионной анизотропной гигантской магнитострикции для актинидных магнетиков. Дело в том, что 5f-электроны, ответственные за магнетизм актинидных магнетиков, являются менее локализованными, чем 4f-электроны в редкоземельных магнетиках. Поэтому эти электроны в соединениях актинидов могут делокализоваться и переходить на другие ионы, о чем свидетельствуют изменения магнитных моментов актинидных атомов при переходе от одного соединения к другому. Было выяснено, что степень делокализации 5f-электронов определяется расстоянием между актинидными атомами. Это обстоятельство, несомненно, должно привести к различию магнитных свойств обоих классов магнетиков, в частности, оно должно обуславливать различие в механизмах обменного взаимодействия. С другой стороны, магнитные свойства актинидных магнетиков во многом похожи на свойства редкоземельных магнетиков; сходство, прежде всего, проявляется в том, что и те, и другие обладают огромными величинами энергии магнитной анизотропии и магнитострикции. Это объясняется тем, что, хотя 5f-оболочка находится ближе к периферии атома, чем незаполненная 4f-оболочка в редких землях, тем не менее орбитальный момент ионов актинидов находится в «замороженном» или «частично замороженном» состоянии, и их 5f-электронное облако также имеет несферическую, анизотропную конфигурацию, что и обуславливает возникновение в актинидных магнетиках гигантской анизотропной магнитострикции.

Развитие микроскопической теории магнитострикции, которая позволяла бы вычислить магнитострикционные константы, исходя из микроскопических параметров магнитных ионов, кристаллической и электронной структуры, в настоящее время встречает значительные трудности, связанные с корректным учетом изменений кристаллического электростатического поля за счет деформации ионного остова решетки и перераспределения электронов проводимости при деформациях. Поэтому большое значение приобретает феноменологический метод⁷⁴⁻⁷⁸, основанный на учете различных видов взаимодействий в магнетике и на использовании свойств симметрии магнитных кристаллов.

Магнитострикция редкоземельных магнетиков в настоящее время в большинстве экспериментальных работ анализируется на основе теории, развитой Е. Калленом и Г. Калленом^{77,78}, в которой феноменологический подход дополнен рядом модельных представлений. В этой теории используется гамильтониан, включающий энергию изотропного и анизотропного обмена, магнитную энергию во внешнем поле и энергию взаимодействия Дзялошинского. Магнитоупругое взаимодействие и энергия магнитной анизотропии недеформированной решетки предполагаются малыми, вследствие чего их можно рассматривать с помощью теории возмущений. Упругая энергия учитывается в классической форме. С помощью теории групп, учитывая требования симметрии кристалла, находится упругая, а также магнитоупругие одноионная и двухионная части гамильтониана.

В результате минимизации свободной энергии определяются равновесные деформации и показывается, что магнитострикционная деформация гексагонального кристалла описывается формулой (1).

Магнитострикционные константы являются произведением магнитоупругих констант и спиновых корреляционных функций, которые

определяют температурную и полевую зависимости магнитострикции:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1^{\alpha, 0} &= \sum_{f, g} \left[\frac{1}{3} D_1^{\alpha, 0}(f, g) - \frac{1}{2} D_2^{\alpha, 0}(f, g) \right] \mathcal{J}_{f, g}, \\ \lambda_2^{\alpha, 0} &= \sum_{f, g} [D_1^{\alpha, 0}(f, g) + D_2^{\alpha, 0}(f, g)] \mathcal{J}_{f, g}, \\ \lambda_1^{\alpha, 2} &= \sum_f \left[\frac{1}{3} B_1^{\alpha, 2} - \frac{1}{2} B_2^{\alpha, 2} \right] L_f + \\ &\quad + \sum_{f, g} \left[\frac{1}{3} D_1^{\alpha, 2}(f, g) - \frac{1}{2} D_2^{\alpha, 2}(f, g) \right] L_{f, g}, \\ \lambda_2^{\alpha, 2} &= \sum_f \left[\frac{1}{3} B_1^{\alpha, 2} + B_2^{\alpha, 2} \right] L_f + \\ &\quad + \sum_{f, g} \left[\frac{1}{3} D_1^{\alpha, 2}(f, g) + D_2^{\alpha, 2}(f, g) \right] L_{f, g}, \\ \lambda^{\gamma, 2} &= \sum_f B^{\gamma, 2} L_f + \sum_{f, g} D^{\gamma, 2}(f, g) L_{f, g}, \\ \lambda^{\varepsilon, 2} &= \sum_f B^{\varepsilon, 2} L_f + \sum_{f, g} D^{\varepsilon, 2}(f, g) L_{f, g}; \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

здесь $B_i^{n, l}(f)$ и $D_i^{n, l}(f, g)$ — постоянные одноионного (взаимодействие с кристаллическим полем) и двухионного (обменного) магнитоупругих взаимодействий, f и g — индексы узлов; \hat{S}_f и \hat{S}_g — спиновые операторы, $\mathcal{J}_{f, g}(T, H)$ — двухионная изотропная спиновая корреляционная функция:

$$\mathcal{J}_{f, g}(T, H) = \langle \hat{S}_f \hat{S}_g \rangle; \quad (11)$$

$L_{f, g}(T, H)$ — двухионная продольная спиновая корреляционная функция:

$$L_{f, g}(T, H) = \left\langle S_f^z \cdot S_g^z - \frac{1}{3} \hat{S}_f \hat{S}_g \right\rangle; \quad (12)$$

$L_f(T, H)$ — одноионная продольная спиновая корреляционная функция:

$$L_f(T, H) = \left\langle (S_f^z)^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right\rangle. \quad (13)$$

Вычисление температурных и полевых зависимостей магнитострикционных констант может быть проведено путем вычисления корреляционных функций на основе различных физических моделей. Для широкого класса теоретических методов (молекулярного поля, приближения случайной фазы, функций Грина) средние значения от одноионной корреляционной функции являются одинаковыми функциями намагнитченности. Для одноионной константы магнитострикции порядка l было получено ⁷⁸ соотношение

$$\frac{\lambda_l(T, H)}{\lambda_l(0, 0)} = \hat{I}_{l+\frac{1}{2}}[L^{-1}(m)]; \quad (14)$$

здесь $\hat{I}_{l+\frac{1}{2}}$ — приведенная гиперболическая функция Бесселя

$$\hat{I}_{l+\frac{1}{2}}(x) = \frac{I_{l+\frac{1}{2}}(x)}{I_{\frac{1}{2}}(x)}, \quad (15)$$

а $L^{-1}(m)$ есть обратная функция Ланжевена от относительной намагниченности m :

$$m(T, H) = L(x) = \hat{I}_{\frac{3}{2}}(x) = \operatorname{cth} x - \frac{1}{x}. \quad (16)$$

В парамагнитной области, где $m \ll 1$, при $l = 2$

$$\frac{\lambda(T, H)}{\lambda(0, 0)} = \frac{3}{5} m^2(T, H). \quad (17)$$

В области низких температур из теории ⁷⁸ для гармонических констант магнитострикции следует

$$\frac{\lambda_l(T, H)}{\lambda(0, 0)} = m^{l(l+1)/2}. \quad (18)$$

Это соотношение было установлено ранее Киттелем и Ван Флеком ⁷⁹, а также Туровым и Мицеком ⁸⁰.

Кроме одноионного магнитокристаллического взаимодействия, другим возможным механизмом, ответственным за гигантские магнитострикционные деформации, является двухионное обменное взаимодействие, которое, согласно формуле (10), включается через константы двухионного магнитоупругого взаимодействия и двухионные спиновые корреляционные функции во все магнитострикционные константы. Это взаимодействие является не только различным по разным кристаллографическим осям, но может, в принципе, зависеть, подобно одноионной магнитной анизотропии, от направления вектора намагниченности.

Продольная спиновая двухионная корреляционная функция $L_{f,g}$ почти во всей температурной области изменяется как m^2 , за исключением весьма низких температур, где она пропорциональна m^3 . Что касается изотропной корреляционной функции $\mathcal{J}_{f,g}$, то в приближении теории молекулярного поля она пропорциональна m^2 . Однако вблизи точки Кюри для ее вычисления необходимо использовать более строгие методы. В частности, теория кластеров и приближение случайной фазы приводит к существенным уточнениям температурной зависимости магнитострикции ⁷⁸.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ ГИГАНТСКОЙ МАГНИТОСТРИКЦИИ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ СПЛАВАХ И СОЕДИНЕНИЯХ

Для развития микроскопической теории магнитострикции важное значение имеют экспериментальные данные, характеризующие величины магнитоупругих вкладов в гигантскую магнитострикцию редкоземельных сплавов и соединений от различных взаимодействий.

Одним из эффективных методов определения характера магнитоупругих констант является исследование зависимости магнитострикции сплавов и смешанных соединений РЗМ от состава. Если магнитоупругое взаимодействие является одноионным, то магнитоупругую энергию сплава можно рассматривать как аддитивную сумму магнитоупругих взаимодействий отдельных атомов, и в этом случае константы магнитострикции должны линейно зависеть от концентрации компонент сплава. Если же магнитоупругое взаимодействие имеет обменную природу, то оно зависит от числа пар взаимодействующих атомов и, следовательно, константы магнитострикции должны квадратично изменяться при изменении концентрации компонент.

Другой способ выяснения природы магнитострикции заключается в анализе температурных зависимостей магнитострикционных констант.

В одноионной модели температурная зависимость константы магнитострикции $\lambda^{n,l}$ может быть представлена формулой (14), а в области низких температур (где относительная намагниченность $1 > m > 0,5$) — формулой (18); для магнитострикционной константы второго порядка ($l = 2$) $\lambda^{n,l} \sim m^3$.

В то же время обменная магнитострикция изменяется с температурой так же, как обменная энергия, которая в широком интервале температур ниже точки Кюри пропорциональна квадрату намагниченности, т. е.

$$\lambda_{\text{обм}}^{n,l} = \lambda_{\text{обм}}^{n,l}(0) m^2 \quad (19)$$

(отклонения от этой зависимости для обменных магнитострикционных констант могут возникать вблизи 0 К ^{74,77,78}).

Следовательно, исследование магнитострикции в функции концентрации и намагниченности при изменении температуры образца дает возможность выделить вклады в магнитострикцию за счет различных взаимодействий.

Рассмотрим более подробно этот способ выделения различных вкладов в магнитострикцию тяжелых РЗМ на примере сплавов Tb — Gd, Dy — Gd, Dy — Y, Tb — Y.

Экспериментальное исследование магнитострикции этих сплавов ^{22,33,81–85} показало, что она характеризуется резкой анизотропией в зависимости от направлений измерения и магнитного поля. Магнитострикция в магнитном поле вдоль гексагональной оси *c*, являющейся в данных сплавах осью трудного намагничивания, в полях до 40 кЭ, в которых проводились измерения, мала, так как вследствие большой одноосной магнитной анизотропии в этих сплавах ⁸⁶ магнитный момент слабо отклоняется от оси *b*, которая лежит в базисной плоскости гексагонального кристалла и является осью легкого намагничивания. Если магнитное поле приложено в базисной плоскости, магнитострикция вдоль гексагональной оси *c* также невелика.

Гигантская магнитострикция в ферромагнитном состоянии наблюдается в тяжелых редкоземельных металлах и их сплавах в поле, приложенном в базисной плоскости, при измерении ее вдоль осей *a* и *b*, также расположенных в этой плоскости. Рассмотрим последний случай более детально.

На рис. 7 представлена температурная зависимость магнитострикции насыщения $\lambda_s(b, c)$, $\lambda_s(b, b)$ и $\lambda_s(a, b)$ монокристалла сплава Tb_{0,5}Gd_{0,5} (здесь и далее первый индекс в круглых скобках обозначает направление магнитного поля, а второй — направление измерения). Видно, что в данном сплаве при 4,2 К $\lambda_s(b, b)$ и $\lambda_s(a, b)$ имеют абсолютную величину более $1,5 \cdot 10^{-3}$, причем $\lambda_s(b, b) > 0$ и $\lambda_s(a, b) < 0$. Таким образом, если

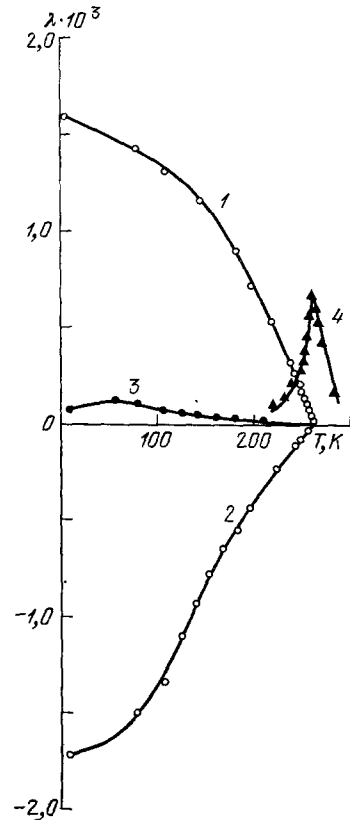


Рис. 7. Температурные зависимости магнитострикции насыщения $\lambda_s(b, b)$ (1), т. е. направление измерений вдоль *b* и поле вдоль *b*, $\lambda_s(a, b)$ (2), $\lambda_s(b, c)$ (3), а также магнитострикции $\lambda_H(b, c)$ в поле $H = 14,5$ кЭ (4) для монокристалла сплава Tb_{0,5}Gd_{0,5}.

в базисной плоскости направления поля и измерения совпадают, то знак магнитострикции положителен, если они не совпадают, то ее знак отрицателен.

Этот экспериментальный факт можно описать соотношением, являющимся частным случаем формулы (1). Действительно, индуцированная полем $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b} \parallel \mathbf{I}_s$ (H превышает поле насыщения) магнитострикция вдоль оси b однодоменного гексагонального кристалла равна

$$\lambda_s(b, b) = \lambda_s^{\gamma,2} \sin^2 \varphi, \quad (20)$$

а для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a} \parallel \mathbf{I}_s$

$$\lambda_s(a, b) = -\lambda_s^{\gamma,2} \cos^2 \varphi, \quad (21)$$

где φ — угол, который образует вектор спонтанной намагниченности в однодоменном кристалле с осью легкого намагничивания вдоль оси b .

Из формулы (15) следует, что в однодоменном кристалле с осью легкого намагничивания вдоль оси b $\lambda_s(b, b) = 0$. Тот факт, что на опыте (рис. 7) наблюдается $\lambda_s(b, b) \neq 0$, связан с существованием в кристалле доменной структуры.

В гексагональных кристаллах с плоскостью легкого намагничивания существуют три оси легкого намагничивания и шесть направлений векторов магнитных моментов доменов, поэтому при одинаковом объеме этих доменов индуцированная полем магнитострикция вдоль одного из направлений типа b будет равна

$$\lambda(b, b) = \frac{1}{6} \sum \lambda_s^{\gamma,2} \sin^2 \varphi_i, \quad (22)$$

где φ пробегает значения $60^\circ \cdot n$. Отсюда для магнитострикции насыщения кристаллов, которые при $H = 0$ имели многодоменную структуру, получим $\lambda_s(b, b) = (1/2) \lambda_s^{\gamma,2}$. Аналогичным образом можно найти магнитострикцию насыщения многодоменного кристалла вдоль оси b , если поле приложено вдоль оси a : $\lambda_s(a, b) = -(1/2) \lambda_s^{\gamma,2}$. Следовательно, при $\lambda_s^{\gamma,2} > 0$ имеем $\lambda_s(b, b) > 0$ и $\lambda_s(a, b) < 0$, что находится в согласии с экспериментом (см. рис. 7).

Неодинаковые абсолютные значения $\lambda_s(b, b)$ и $\lambda_s(a, b)$ наблюдаются на опыте из-за отсутствия строгого статистического распределения доменов в реальных кристаллах по шести равновероятным ориентациям намагниченности. Это может быть вызвано даже незначительными дефектами и внутренними напряжениями в кристаллах, возникающими при их выращивании и обработке.

Для ответа на вопрос о природе индуцированной полем гигантской магнитострикции в базисной плоскости $\lambda(b, b)$ и $\lambda(a, b)$ рассмотрим концентрационную и температурную зависимости магнитострикционной константы $\lambda_s^{\gamma,2}$, которая при этом не зависит от начального распределения доменов и связана с орторомбическими искажениями в базисной плоскости:

$$\lambda_s^{\gamma,2} = \lambda_s(b, b) - \lambda_s(a, b). \quad (23)$$

Интерпретация результатов в сплавах тяжелых РЗМ с гадолинием и иттрием значительно облегчается, если учесть, что магнитострикция гадолиния значительно меньше (на порядок величины), чем в других тяжелых редких землях, а иттрий является паулиевским парамагнетиком. Следовательно, вкладом ионов Gd и Y в магнитострикцию можно пренебречь.

На рис. 8 показана зависимость от состава констант магнитострикции $\lambda_s^{\gamma,2}(0)$ в сплавах тербий-гадолиний и диспрозий-гадолиний^{22,84}. Видно,

что в пределах ошибки наблюдается линейное возрастание константы магнитострикции $\lambda^{v,2}(0)$ при возрастании содержания диспрозия или тербия в сплаве, что, как отмечалось выше, свидетельствует об одноионной природе магнитострикции. Таким образом, из измерений следует, что магнитострикция сплавов гадолиния с тяжелыми редкими землями является, в основном, одноионной и обусловлена взаимодействием анизотропного облака заряда 4f-электронов диспрозия (тербия) с кристаллическим полем решетки.

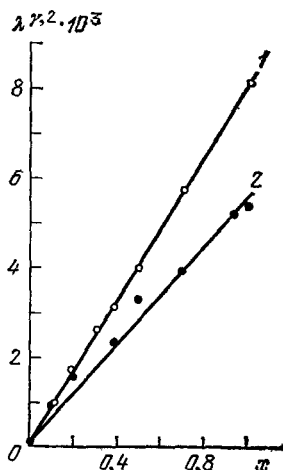


Рис. 8. Зависимость константы $\lambda^{v,2}$, характеризующей магнитострикцию в базисной плоскости, от концентрации в сплавах Dy_xGd_{1-x} (1) и Tb_xGd_{1-x} (2).

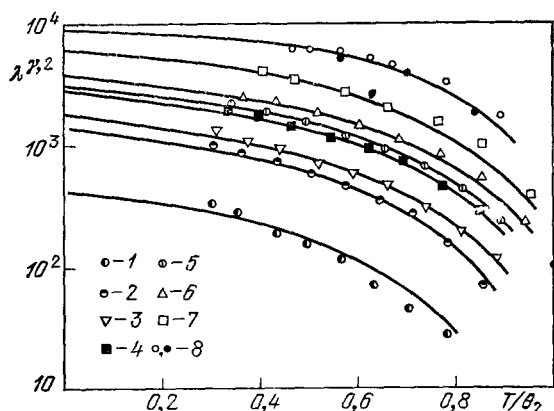


Рис. 9. Температурные зависимости констант магнитострикции $\lambda^{v,2}$ сплавов Dy_xGd_{1-x} .

Значки — экспериментальные данные: 1 — $x = 0,046$; 2 — $x = 0,103$; 3 — $x = 0,183$; 4 — $x = 0,296$; 5 — $x = 0,378$; 6 — $x = 0,49$; 7 — $x = 0,7$; 8 — $x = 1,0$. Сплошные линии — теоретические зависимости для модели одноионной магнитострикции.

На рис. 9 показаны зависимости констант магнитострикции $\lambda^{v,2}$ сплавов диспрозий-гадолиний от приведенной температуры T/θ_2 (θ_2 — температура магнитного упорядочения сплава). Там же построены теоретические зависимости $\lambda^{v,2}(T)$ для одноионной модели магнитострикции по формуле (14).

Видно, что экспериментальные температурные зависимости магнитострикции сплавов диспрозий-гадолиний удовлетворительно описываются теоретической зависимостью для модели одноионной анизотропии.

На рис. 10 для сплавов Tb_xY_{1-x} и Tb_xGd_{1-x} представлена зависимость нормированной магнитострикционной константы $\lambda^{v,2}$ от относительной намагниченности подрешетки тербия m_{Tb}^{23} . В сплавах Tb_xGd_{1-x} m_{Tb} находилась решением уравнений молекулярного поля для намагниченности⁸⁶.

Сплошная линия (кривая 2) на рис. 10 построена по формуле (14) для одноионной магнитострикции. Пунктирная кривая на рис. 10 соответствует зависимости для обменного механизма (формула (19)).

Из рис. 10 видно, что в данных сплавах зависимость $\lambda^{v,2}$ от намагниченности близка к ожидаемой для одноионных вкладов (соотношение (15)). Это позволяет сделать вывод, что магнитострикция в базисной плоскости обусловлена взаимодействием орбитального момента 4f-подоболочки редкоземельного иона с кристаллическим полем решетки.

В антиферромагнитных сплавах $Tb - Y$, $Dy - Y$ наблюдается, кроме магнитострикции в базисной плоскости, гигантская магнитострикция дру-

того типа, а именно магнитострикция вдоль гексагональной оси, сопутствующая разрушению антиферромагнитной геликоидальной структуры

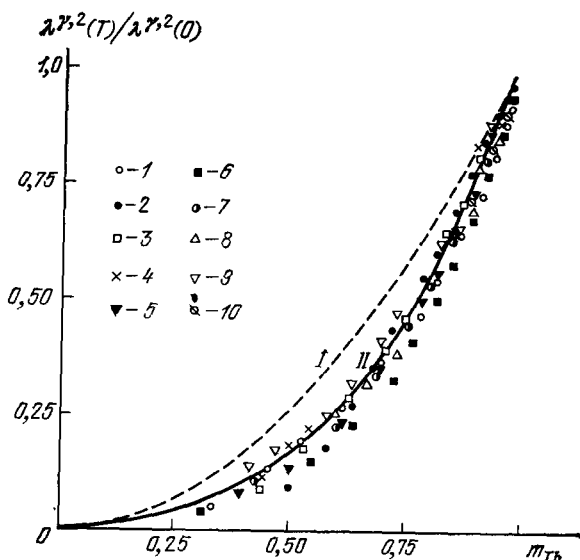


Рис. 10. Зависимости относительной величины магнитострикционной константы $\lambda^{\gamma,2}(T)/\lambda^{\gamma,2}(0)$ от относительной намагниченности m_{Tb} для сплавов Tb_xGd_{1-x} при различных x (1 — $x = 0,09$; 2 — 0,20; 3 — 0,39; 4 — 0,50; 5 — 0,70; 6 — 0,94) и для сплавов Tb_xY_{1-x} (7 — $x = 1$; 8 — 0,91; 9 — 0,835; 10 — 0,50).

Кривая I получена по формуле (19), II — по формуле (14).

в этих сплавах в магнитных полях $H > H_{кр}$. При $H < H_{кр}$ она мала, но при $H > H_{кр}$ резко возрастает и достигает в области низких температур значений $\sim 10^{-3}$. Это следует из рис. 11, на котором представлены

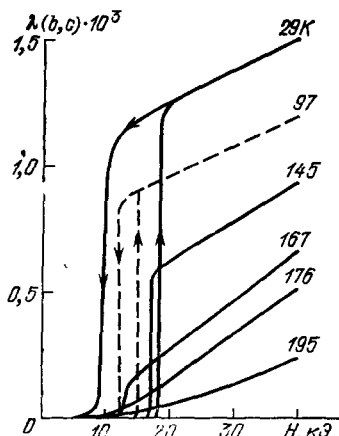


Рис. 11. Изотермы магнитострикции $\lambda(b, c)$ монокристалла сплава $Tb_{0.63}Y_{0.37}$.

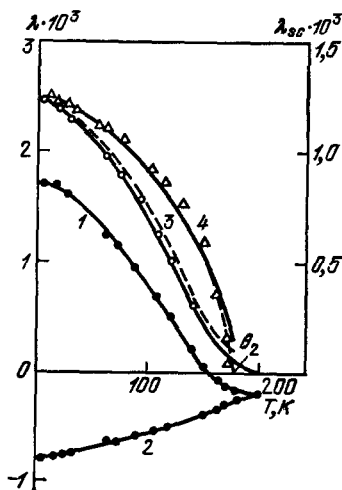


Рис. 12. Температурные зависимости магнитострикции насыщения сплава $Tb_{0.63}Y_{0.37}$ $\lambda_s(b, b)$ (1), $\lambda_s(a, b)$ (2), магнитострикционной константы $\lambda^{\gamma,2}$ (3) и геликоидальной магнитострикции λ_{sc} (4) при $H > H_{кр}$.

Штриховая кривая рассчитана по формуле (15). Через экспериментальные точки проведена кривая, вычисленная по формуле $\lambda_{sc} = \lambda_{sc}^-(0) m^2$.

изотермы магнитострикции $\lambda(b, c)$ в поле $H \parallel b$ вдоль оси c для монокристалла сплава $Tb_{0.63}Y_{0.37}$. В этом сплаве, согласно нейтронографи-

ческим⁸⁷ и магнитным⁸⁸ исследованиям, ниже точки перехода антиферромагнетизм — парамагнетизм θ_2 существует геликоидальная магнитная структура.

Скачок магнитострикции вдоль оси c при $H = H_{кр}$ назовем «геликоидальной» магнитострикцией и обозначим его λ_{sc} . Оказывается, что в сплавах Tb — Y, Dy — Y λ_{sc} пропорциональна квадрату намагниченности при $H = H_{кр}$ в широком интервале температур (формула (19)). Для сплава Tb_{0,63}Y_{0,37} это иллюстрирует рис. 12, где также обращает на себя внимание более медленное уменьшение λ_{sc} при повышении температуры по сравнению с $\lambda^{\gamma,2}$.

Поскольку пропорциональность магнитострикционных констант квадрату намагниченности соответствует, как было отмечено выше, обменному механизму как в ферромагнитном, так и геликоидальном состояниях, можно сделать вывод, что «геликоидальная» магнитострикция вдоль оси c обусловлена изменением энергии двухионного обменного взаимодействия между магнитными слоями при разрушении геликоидальной магнитной структуры. Кроме того, определенное влияние на ее величину может оказать изменение энергетического спектра электронов проводимости при переходе антиферромагнетизм — ферромагнетизм при $H > H_{кр}$ ⁸⁹.

Выше был рассмотрен способ определения магнитострикционной константы $\lambda^{\gamma,2}$ из измерений индуцированной магнитным полем магнитострикции в базисной плоскости кристалла. Для определения двухионных констант магнитострикции $\lambda_1^{\alpha,0}$ и $\lambda_2^{\alpha,0}$ необходимы данные по спонтанной магнитострикции. Спонтанная магнитострикция может быть найдена из температурной зависимости теплового расширения ниже температуры магнитного упорядочения вычитанием фононного вклада в тепловое расширение⁹². Действительно, в области низких температур ($1 > m > 0,5$) из теории Калленов⁷⁸ вытекают соотношения, которые описывают зависимость от намагниченности спонтанной магнитострикции вдоль кристаллографических осей b , a , c :

$$\begin{aligned}\frac{\Lambda_b}{m^2} &= \lambda_1^{\alpha,0} + \lambda_0 m, \\ \frac{\Lambda_a}{m^2} &= \lambda_1^{\alpha,0} + (\lambda_0 - \lambda^{\gamma,2}) m, \\ \frac{\Lambda_c}{m^2} &= \lambda_2^{\alpha,0} - \frac{1}{3} \lambda_2^{\alpha,2} m,\end{aligned}\quad (24)$$

где

$$\lambda_0 = -\frac{1}{3} \lambda_1^{\alpha,2} + \frac{1}{3} \lambda^{\gamma,2}. \quad (25)$$

Здесь предполагается, что намагниченность направлена вдоль оси b , а магнитострикционные константы $\lambda^{\gamma,2}$, $\lambda_1^{\alpha,2}$, $\lambda_2^{\alpha,2}$ определяются одноионным магнитокристаллическим взаимодействием.

Используя магнитострикционные вклады в тепловое расширение, которые совпадают со спонтанной магнитострикцией при $m > 0,5$, а также найденную из кривых намагничивания спонтанную намагниченность $I_s(T)$, можно построить зависимости Λ_b/m^2 и Λ_c/m^2 от относительной намагниченности $m = I_s(T)/I_s(0)$ для сплавов тербий-иттрий, диспрозий-гадолиний, тербий-гадолиний²³ (см. рис. 13 и 14). Видно, что эти зависимости линейны, т. е. описываются формулами (24), что позволяет найти магнитострикционные константы $\lambda_1^{\alpha,0}$, $\lambda_2^{\alpha,0}$, λ_0 , $\lambda_2^{\alpha,2}$ и, зная $\lambda^{\gamma,2}$, определить $\lambda_1^{\alpha,2}$ из формулы (25).

Значения магнитострикционных констант $\lambda_1^{\alpha,2}$ и $\lambda_2^{\alpha,2}$, найденные для редкоземельных металлов другими способами, удовлетворительно

согласуются с теми, которые были получены изложенным выше методом (см. табл. II). Подчеркнем еще одно важное обстоятельство: преимуществом данного метода является то, что он позволяет находить магнитострикционные константы $\lambda_1^{\alpha,2}$ и $\lambda_2^{\alpha,2}$ без применения сильных полей, сравнимых с полями насыщения РЗМ.

Анализ экспериментальных данных показывает (см. табл. II), что в Gd обменные вклады в спонтанную магнитострикцию $\lambda_2^{\alpha,0}$ и $\lambda_1^{\alpha,0}$ на порядок величины и более превосходят одноионные вклады. Это можно объяснить отсутствием орбитального момента ($L = 0$) и сферичностью электронной 4f-подоболочки в основном состоянии у иона Gd^{3+} .

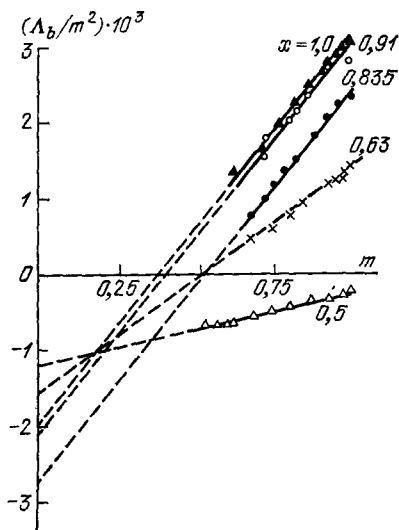


Рис. 13. Зависимости спонтанной магнитострикции Λ_b , поделенной на квадрат относительной намагниченности m , от величины m для сплавов Tb_xY_{1-x} при различных x .

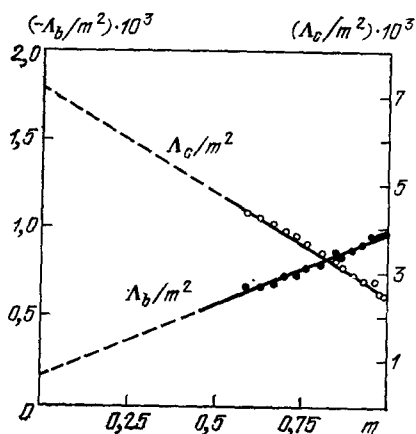


Рис. 14. Зависимости Λ_c/m^2 и Λ_b/m^2 от относительной намагниченности насыщения m для сплава $\frac{1}{2}Tb_{0.5}Gd_{0.5}$.

В Tb, Dy, Er и их сплавах константы одноионной анизотропной магнитострикции $\lambda_1^{\alpha,2}$, $\lambda_2^{\alpha,2}$, $\lambda_v^{\alpha,2}$ сравнимы по величине с константами обменной магнитострикции $\lambda_1^{\alpha,0}$ и $\lambda_2^{\alpha,0}$ (см. табл. II). Это приводит к тому, что одноионное магнитоупругое взаимодействие наряду с обменным дает значительный вклад в тепловое расширение РЗМ и их сплавов.

Таким образом, приведенные выше экспериментальные данные показывают, что индуцированная полем гигантская магнитострикция РЗМ является одноионной и обусловлена взаимодействием анизотропной электронной оболочки 4f-электронов с кристаллическим полем.

Аналогичный вывод об одноионной природе анизотропной магнитострикции можно сделать и для интерметаллических соединений РЗМ с 3d-переходными металлами. Об этом, в частности, свидетельствует линейная зависимость магнитострикции от концентрации, обнаруженная в ряде квазибинарных систем: $Gd_xTb_{1-x}Fe_2$, $Ho_xTb_{1-x}Fe_2$, $Pr_xTb_{1-x}Fe_2$ и др.^{38,90-92}

Отметим важную в практическом отношении особенность соединений RFe_2 : гигантские магнитострикционные деформации в них наблюдаются не только при низких, но и при комнатных температурах (см. табл. IV). Это обусловлено тем, что на редкоземельные ионы в RFe_2

действует сильное эффективное обменное поле ($\sim 3 \cdot 10^6$ Э)^{93,94}, которое обуславливает значительный магнитный момент редкоземельной подрешетки при комнатной и более высоких температурах и, следовательно, в соответствии с формулой (14) — гигантскую магнитострикцию.

В работах^{44-47,95} было показано, что температурная зависимость магнитострикции ферритов-гранатов редких земель и иттрия так же, как и в случае РЗМ, хорошо описывается в рамках одноионной теории. При этом магнитоупругая энергия феррита-граната представляет собой сумму магнитоупругих взаимодействий каждой из магнитных подрешеток, а температурная зависимость констант магнитострикции описывается соотношениями

$$\begin{aligned} \lambda^{\gamma, 2} &= \frac{3}{2} \lambda_{100} = -\frac{1}{c_{11}-c_{12}} \sum_n B^{\gamma, 2}(n) \hat{I}_{\frac{5}{2}} \{L^{-1}[m_n(T)]\}, \\ \lambda^{\varepsilon, 2} &= \frac{3}{2} \lambda_{111} = -\frac{1}{2c_{44}} \sum_n B^{\varepsilon, 2}(n) \hat{I}_{\frac{5}{2}} \{L^{-1}[m_n(T)]\}. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь c_{ik} — упругие константы, $B^{\gamma, 2}(n)$ и $B^{\varepsilon, 2}(n)$ — не зависящие от температуры константы магнитоупругого взаимодействия n -й подрешетки феррита-граната, остальные обозначения — те же, что и в формуле (14). Из формул (26) следует, что температурная зависимость констант магнитострикции определяется изменением с температурой намагниченности соответствующих подрешеток. При этом вклад подрешеток железа в магнитострикцию редкоземельных ферритов-гранатов может быть определен по измерениям магнитострикции феррита-граната иттрия. В предположении, что температурные зависимости намагниченностей подрешеток железа в редкоземельных ферритах-гранатах те же, что и для феррита-граната иттрия, в работе⁴³ были определены значения $B^{\gamma, 2}$ и $B^{\varepsilon, 2}$ редкоземельной подрешетки ферритов-гранатов тербия и гольмия (на ион редкой земли)

$$\begin{aligned} \text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}: \quad & B^{\gamma, 2} = 160 \text{ см}^{-1}, \quad \text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}: \quad B^{\gamma, 2} = -360 \text{ см}^{-1}, \\ & B^{\varepsilon, 2} = 3200 \text{ см}^{-1}, \quad & B^{\varepsilon, 2} = -170 \text{ см}^{-1}. \end{aligned}$$

Эти коэффициенты более чем в 100 раз превышают соответствующие константы магнитоупругого взаимодействия подрешеток железа в ферритах-гранатах и по порядку величины сравнимы с коэффициентами магнитоупругого взаимодействия РЗМ (см. табл. IX).

Следует отметить, что хорошее согласие экспериментальных температурных зависимостей констант магнитострикции редкоземельных ферритов-гранатов с теоретическими формулами (26) наблюдается только при температурах выше $T \approx 40$ К^{43,44}. Это иллюстрируют рис. 15 и 16, на которых приведены теоретические и экспериментальные зависимости констант магнитострикции $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Есть несколько возможных причин расхождения эксперимента с одноионной теорией магнитострикции в области температур жидкого гелия. Во-первых, согласно имеющимся нейтронографическим данным, в ферритах-гранатах гольмия, тербия и др. при низких температурах возникают неколлинеарные спиновые конфигурации, тогда как теория⁹⁵ строится для неелевского (коллинеарного) кубического ферримангнетика. Во-вторых, эта теория предполагает, что энергия кристаллического поля много меньше, чем обменная энергия, что не выполняется для ферритов-гранатов, особенно при низких температурах. Кроме того, расхождение формул (26) с экспериментом может быть следствием неприменимости метода молекулярного поля вблизи 0 К.

В работах ^{45,96-99} были проведены исследования магнитострикции монокристаллов ряда систем ферритов-гранатов, в которых редкая земля

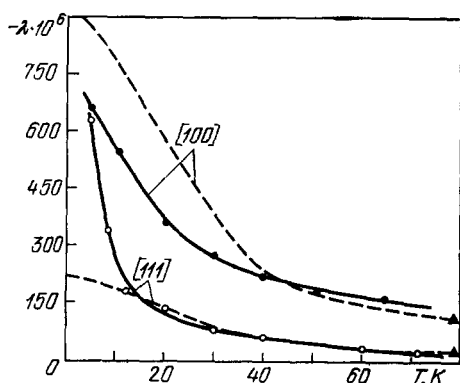


Рис. 15. Зависимость от температуры магнитострикции феррита-граната гольмия $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

Штриховые линии — теоретические данные при $H = 0$; сплошные линии — экспериментальные данные при $H = 23 \text{ кЭ}$, \blacktriangle — экспериментальные данные работы ⁴⁶.

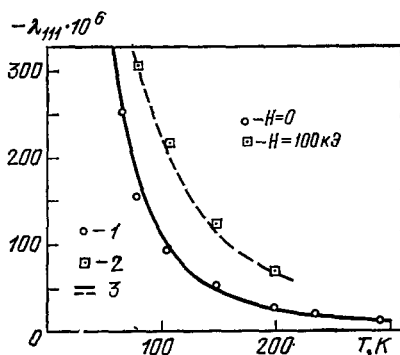


Рис. 16. Зависимость от температуры магнитострикции монокристалла феррита-граната диспрозия $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ вдоль оси (111) ⁴⁶.

1 — экспериментальные данные при $H = 0$, 2 — экспериментальные данные при $H = 100 \text{ кЭ}$, 3 — по формуле (26) одноионной теории.

частично замещалась Y: $\text{Dy}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Er}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Sm}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. При этом оказалось, что константы магнитострикции в большинстве случаев линейно зависят от концентрации

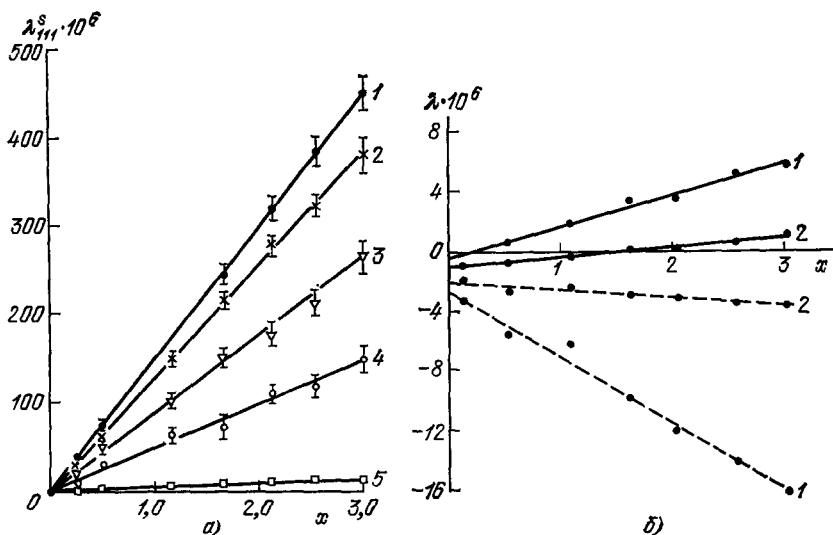


Рис. 17. Зависимости от концентрации констант магнитострикции смешанных ферритов-гранатов.

а) λ_{111} — $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$: 1 — 78 К, 2 — 105 К, 3 — 125 К, 4 — 150 К; б) λ_{111} (штриховые линии) и λ_{100} (сплошные) $\text{Er}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$: 1 — 78 К, 2 — 293 К.

редкоземельного иона (рис. 17). Это свидетельствует о том, что в этих ферромагнетиках магнитострикция обусловлена либо одноионным магнитоупругим взаимодействием в редкоземельной подрешетке, либо магнитоупругой частью обменного взаимодействия редкая земля — железо, также

линейно зависящего от концентрации редкоземельных ионов. Вопрос о том, какой из этих механизмов является доминирующим, требует дополнительного исследования. Однако результаты работ ⁴³⁻⁴⁵, согласно которым температурные зависимости магнитострикции ряда редкоземельных гранатов в интервале температур 80—300 К описываются формулами (26), свидетельствуют в пользу одноионного механизма.

В то же время концентрационные зависимости некоторых констант, в частности λ_{100} тербий-иттриевых ферритов-гранатов и λ_{111} самарий-иттриевых ферритов-гранатов, нелинейны. Можно предположить, что в этих случаях в константы магнитострикции дает вклад магнитоупругое взаимодействие редкая земля — редкая земля, квадратично зависящее от концентрации редкоземельных ионов. Другая возможная причина этой нелинейности — изменение параметров кристаллического поля при замещении редкой земли иттрием, что приводит к изменению одноионной магнитострикции. Такое изменение связано с различным размером атомов этих элементов: при замещении меняется конфигурация кристаллического окружения редкоземельных ионов. Этот эффект особенно значителен в самарий-иттриевых гранатах, поскольку в этой системе при замещении наиболее сильно, по сравнению с другими гранатами, изменяется параметр кристаллической решетки.

Как известно ¹⁰⁰, в редкоземельных ферритах-гранатах вследствие конкуренции между отрицательным обменным взаимодействием редкоземельной и железной подрешеток, стремящимся ориентировать магнитные моменты подрешеток антипараллельно друг другу, и взаимодействием магнитных моментов подрешеток с внешним полем, стремящимся сделать их параллельными, в некотором интервале полей магнитные моменты железной и редкоземельной подрешеток ориентируются под углом друг к другу и к направлению внешнего поля — возникает индуцированная полем неколлинеарная магнитная структура. Образование неколлинеарной структуры вызывает аномалии на полевых зависимостях магнитострикции. Это хорошо видно на рис. 18, на котором показаны зависимости от поля магнитострикции феррита-граната гольмия ¹⁰¹: при достижении определенного поля, зависящего от температуры, магнитострикция проходит через минимум. Сравнение с данными других экспериментов показывает, что поле максимума соответствует полю перехода в неколлинеарную фазу. Возникновение аномалий на полевых зависимостях магнитострикции при переходе в неколлинеарную фазу обусловлено тем, что при отклонении магнитного момента редкоземельной подрешетки от направления поля возникает составляющая поперечной магнитострикции, имеющая другой, чем продольная стрикция, знак.

Как уже отмечалось, взаимодействие анизотропного электронного облака редкоземельных ионов с $L \neq 0$ с кристаллическим полем решетки обуславливает гигантские магнитострикционные деформации даже в тех кристаллах, которые находятся в парамагнитном состоянии. При этом

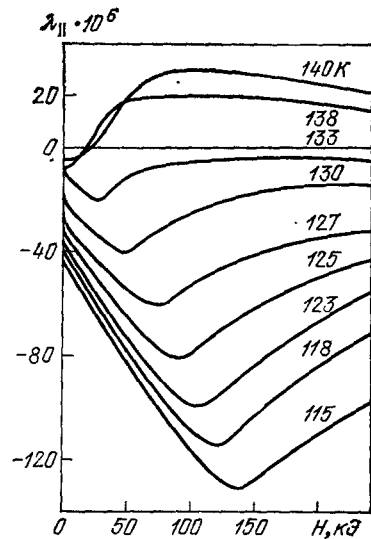


Рис. 18. Зависимость от поля продольной магнитострикции феррита-граната гольмия $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ вблизи температуры магнитной компенсации ($T_{\text{комп}} = 133 \text{ K}$).

характер и особенности магнитоупругих свойств редкоземельных галлатов, германатов, фторидов и др. определяются, в основном, симметрией внутрикристаллических полей и структурой энергетических уровней редкоземельного иона. Рассмотрим кратко, в качестве примера, одноионный механизм, приводящий к гигантской магнитострикции в парамагнитных кристаллах фторидов редких земель⁶⁸.

Гамильтониан редкоземельного иона в парамагнитном кристалле может быть представлен в виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_z + \mathcal{H}_d,$$

где \mathcal{H}_0 — энергия иона в кристаллическом поле, $\mathcal{H}_z = g_J \mu_B \mathbf{HJ}$ — зеемановская энергия, \mathcal{H}_d — изменение энергий иона в кристаллическом поле, обусловленное деформацией решетки. Если разность энергий первого возбужденного и основного штатковских подуровней редкоземельного иона $\Delta \gg kT$ (в LiErF_4 значение $\Delta = 18,2 \text{ см}^{-1}$), то можно считать заселенным только основное состояние в кристаллическом поле и рассматривать \mathcal{H}_z в качестве возмущения наряду с \mathcal{H}_d . Энергия \mathcal{H}_d записывается через линейные комбинации смещений подрешеток магнитно-эквивалентных редкоземельных ионов и компоненты тензора деформаций, преобразующиеся по неприводимым представлениям группы симметрии данного иона.

Используя условия минимума свободной энергии упруго деформированного парамагнетика (в отсутствие внутренних напряжений), авторы работы⁶⁸ выразили компоненты тензора деформации через постоянные электрон-фононного взаимодействия, которые так же, как и параметры кристаллического поля, рассчитываются в рамках модели обменных зарядов. В результате вычислений была получена следующая формула для магнитострикции парамагнитного кристалла:

$$\lambda = AH^2 + CH \operatorname{th} \frac{g\mu_B H}{2kT}, \quad (27)$$

где A и C — функции направляющих косинусов векторов \mathbf{H} и направления измерения. Удовлетворительное согласие теории с экспериментом для монокристалла LiErF_4 , подтверждает одноионный характер магнитострикции в редкоземельных парамагнетиках.

Одна из особенностей магнитострикции парамагнитных соединений редких земель состоит в том, что при достаточно низких температурах действие внешнего магнитного поля обуславливает два вклада в магнитный момент кристалла: увеличение собственного (ориентационного) магнитного момента, связанное с изменением заселенности нижних подуровней редкоземельных ионов в кристаллическом поле, и магнитного момента, индуцированного внешним магнитным полем (ван-флековский парамагнетизм). В условиях парамагнитного насыщения основного состояния преобладающим вкладом в результирующую деформацию решетки кристалла во внешнем магнитном поле оказывается магнитострикция, обусловленная индуцированным моментом. В этом случае, как и показывают измерения на LiErF_4 ⁶⁸, величина магнитострикции перестает зависеть от температуры и изменяется с внешним полем пропорционально H^2 как в слабых, так и в сильных магнитных полях.

Поскольку собственный магнитный момент отличен от нуля только для ионов с вырожденным основным состоянием, указанные выше вклады можно разделить, исследуя магнитострикцию ван-флековских парамагнетиков, у которых основное состояние является синглетным. Проведенные в работе¹⁰² измерения магнитострикции кристалла LiTmF_4 показали существование при 4,2 К магнитострикции $\sim 10^{-3}$. Согласно спектроскопи-

ческим данным в этом парамагнетике нижний синглет Tm^{3+} в кристаллическом поле симметрии S_4 отделен от ближайшего возбужденного уровня энергетической щелью $\Delta \approx 30 \text{ см}^{-1}$. Поэтому достаточно сильное магнитное поле ($\mu_B H \approx \Delta$) приводит к возникновению намагниченности $M \approx \mu_B H / \Delta$, обуславливающей гигантский магнитострикционный эффект.

Сформулируем теперь условия возникновения гигантской магнитострикции в веществе. Как следует из экспериментальных данных, приведенных выше, первое необходимое условие для возникновения гигантской магнитострикции — большая концентрация ионов редких земель или актинидов с «незамороженным» орбитальным моментом.

Величина магнитострикции также зависит от степени ориентации магнитных моментов ионов, т. е. намагниченности. Как известно, намагниченность при данной температуре определяется больцмановским фактором $\exp [\mu_B g_J J (H + H_{\text{эфф}}) / kT]$, где H — внешнее магнитное поле, а $H_{\text{эфф}}$ — эффективное поле обменного взаимодействия, действующее на редкоземельный ион. Наибольшая намагниченность, соответствующая максимальной степени ориентации магнитных моментов ионов, возникает при условии

$$\mu_B g_J J (H + H_{\text{эфф}}) \gg kT. \quad (28)$$

Это условие определяет величину локальных магнитострикционных деформаций кристаллической решетки, обусловленных взаимодействием электронного облака с кристаллическим полем, и, следовательно, — температурный интервал, в котором наблюдается гигантская магнитострикция. Как отмечалось выше, например, в соединениях RFe_2 $H_{\text{эфф}} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ Э}$. Поэтому гигантская стрикция в этих соединениях наблюдается даже при температурах выше комнатной, что значительно повышает потенциальные возможности ее практического использования.

Таким образом, второе необходимое условие для получения гигантской магнитострикции в веществе состоит в том, что энергия взаимодействия магнитных моментов ионов редких земель или актинидов с эффективным обменным и внешним магнитным полями должна значительно превышать энергию теплового движения.

Как показали измерения ^{103–105}, сплавы РЗМ с железом и кобальтом, имеющие гексагональную и ромбоэдрическую решетки с одной осью легкого намагничивания (например, RCo_5 и R_2Co_{17} , см. также ¹⁰⁶), обладают сравнительно небольшой по величине стрикцией, хотя точка Кюри у них высокая, а обменное поле $H_{\text{эфф}}$, действующее на редкоземельные ионы, имеет такой же порядок величины, как и в соединениях с кубической решеткой. Это объясняется тем, что при наличии сильной спонтанной магнитострикционной деформации кристаллической решетки магнитострикционный эффект, индуцированный внешним магнитным полем, оказывается сравнительно невелик, если материал обладает одной осью легкого намагничивания, а поле не обеспечивает существенного поворота спонтанной намагниченности вследствие большой магнитной анизотропии. В таких магнетиках в основном протекают процессы смещения 180-градусных доменных границ, однако они не дают магнитострикционной деформации, поскольку стрикция является «четным» эффектом.

В магнитных материалах с кубической кристаллической решеткой (RFe_2 , гранаты и др.) имеется несколько осей легкого намагничивания, а в редкоземельных металлах существует плоскость легкого намагничивания (базисная плоскость), в которой лежат три оси легкого намагничивания. При включении внешнего магнитного поля здесь возникают процессы смещения границ доменов, которые дают значительный вклад в магнито-

стрикцию. Кроме того, в случае редкоземельных металлов большой вклад вносят процессы вращения магнитного момента в базисной плоскости против сил магнитной анизотропии.

Следовательно, третьим необходимым условием получения гигантской магнитострикции в веществе является наличие в кристаллической решетке нескольких осей легкого намагничивания. Этому условию удовлетворяют кубическая структура и гексагональная решетка с плоскостью легкого намагничивания. Отметим, что большая магнитострикция может наблюдаться также в направлении трудного намагничивания в одноосных ферромагнетиках в полях, сравнимых с эффективным полем магнитной анизотропии. В антиферромагнетиках, у которых магнитный момент иона «привязан» к оси антиферромагнетизма, очевидно, магнитострикция в поле по аналогичным соображениям должна быть невелика (примером этого могут служить редкоземельные ортоферриты).

6. ВЛИЯНИЕ ГИГАНТСКОЙ МАГНИТОСТРИКЦИИ НА МАГНИТНУЮ АНИЗОТРОПИЮ И УПРУГИЕ СВОЙСТВА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ И АКТИНИДНЫХ МАГНЕТИКОВ

Гигантская магнитострикция оказывает существенное влияние не только на магнитные, но и на другие свойства редкоземельных и актинидных магнетиков. Как уже отмечалось в гл. 3, гигантская магнитострикция сильно изменяет температурную зависимость параметров кристаллической структуры. В ряде случаев это приводит к так называемому инвариантному эффекту — близкому к нулю коэффициенту теплового расширения (см. рис. 2). В настоящем разделе мы подробно рассмотрим влияние гигантской магнитострикции на магнитную анизотропию и модули упругости.

Известно, что магнитная анизотропия характеризуется той энергией, которую необходимо затратить на поворот магнитных моментов от направления легкого намагничивания к направлению трудного намагничивания. При таком повороте (если процессы вращения происходят при постоянном давлении) возникают магнитострикционные деформации, следовательно, меняется энергия магнитоупругого взаимодействия и, таким образом, это взаимодействие дает вклад в энергию магнитной анизотропии.

Для кубического кристалла магнитоупругий вклад в первую константу кубической магнитной анизотропии, как показано, например, Киттелем¹³, равен

$$\Delta K_1^{\text{МУ}} = \frac{9}{4} [(c_{11} - c_{12}) \lambda_{100}^2 - 2c_{44} \lambda_{111}^2] \quad (29)$$

(c_{ij} = упругие константы).

Магнитоупругий вклад в константы одноосной анизотропии гексагональных кристаллов легко получить, используя результаты работ^{107, 108}. Полные выражения весьма громоздки, поэтому мы приведем лишь приближенную формулу для магнитоупругого вклада в K_1 гексагонального кристалла, полученную без учета констант магнитострикции λ_{111}^2 и λ_{222}^2 :

$$\Delta K_1^{\text{МУ}} = \frac{9}{2} \lambda_1^{\alpha,0} [(c_{11} + c_{12}) \lambda_1^{\alpha,2} - c_{13} \lambda_2^{\alpha,2}] + 3\lambda_2^{\alpha,0} [c_{13} \lambda_1^{\alpha,2} - (2c_{13} + c_{33}) \lambda_2^{\alpha,2}]. \quad (30)$$

Отметим, что, как видно из (30), такой вклад определяется произведениями констант магнитострикции обменного происхождения ($\lambda_1^{\alpha,0}$ и $\lambda_2^{\alpha,0}$) на константы одноосной магнитострикции ($\lambda_1^{\alpha,2}$ и $\lambda_2^{\alpha,2}$). Это является следствием общего соотношения для магнитоупругого вклада в анизотропию, полученного в⁷⁴, из которого следует, что магнитоупругий вклад в кон-

станту анизотропии (n -го порядка по направляющим косинусам) пропорционален произведению констант порядка n_1 и n_2 по направляющим косинусам, причем $n_1 + n_2 = n$.

По приведенным выше формулам можно оценить порядок величины магнитоупругого вклада в энергию анизотропии редкоземельных и урановых соединений. Считая, что $\lambda^{n,l} \approx 10^{-3} - 10^{-2}$, $c_{ij} \approx 10^{12}$ дн/см³, находим $\Delta K_1^{MU} \approx 10^6 - 10^8$ эрг/см³. Как следует из соотношений (29), (30),

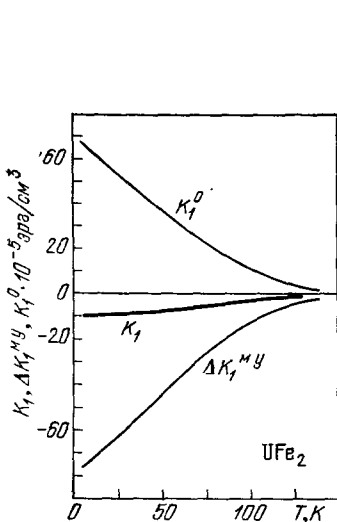


Рис. 19. Зависимость от температуры измеренной первой константы анизотропии K_1 , магнитоупругого вклада в эту константу ΔK_1^{MU} и константы анизотропии недеформированной решетки K_1^0 соединения UFe_2 .

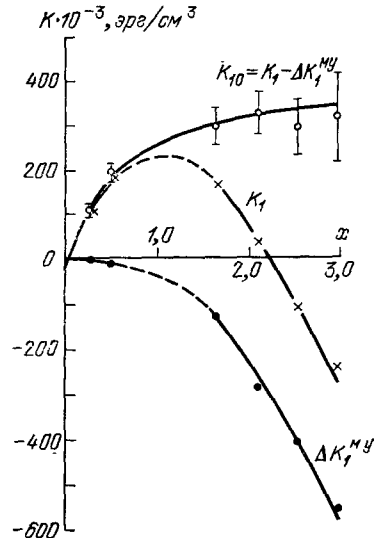


Рис. 20. Концентрационные зависимости первой константы магнитной анизотропии K_1 , магнитоупругого вклада в эту константу ΔK_1^{MU} и константы анизотропии недеформированной решетки K_1^0 смешанных ферритов-гранатов $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ при 90 К.

магнитоупругий вклад в анизотропию будет велик только в том случае, если магнитострикция анизотропна, т. е. различные константы магнитострикции имеют существенно разную величину. Если же магнитострикция велика, но изотропна, магнитоупругий вклад в константу анизотропии будет мал.

Влияние магнитоупругого взаимодействия на магнитную анизотропию хорошо видно на примере кубического соединения UFe_2 ⁵⁶. Это соединение имеет малую (сравнимую по величине с анизотропией чистого железа и изоструктурного с UFe_2 соединения YFe_2) магнитную анизотропию (рис. 19). В то же время, как отмечалось выше (см. табл. VII), магнитострикция UFe_2 велика (при 4,2 К $\lambda_{111} = 3000 \cdot 10^{-9}$) и, следовательно, велика и энергия магнитоупругого взаимодействия. Результаты расчета магнитоупругого вклада в первую константу анизотропии UFe_2 по формуле (29) при учете условия $\lambda_{111} \gg \lambda_{100}$, выполняющегося для этого соединения, также приведены на рис. 19. Видно, что по абсолютной величине ΔK_1^{MU} во много раз больше измеренной константы анизотропии K_1 . Измеренная константа анизотропии равна сумме магнитоупругого вклада ΔK_1^{MU} и константы анизотропии недеформированной решетки K_1^0 :

$$K_1 = K_1^0 + \Delta K_1^{MU}. \quad (31)$$

На рис. 19 показана определенная из экспериментальных данных по формуле (31) зависимость константы анизотропии недеформированной решетки K_1^0 соединения UFe_2 от температуры. Из рисунка видно, что $K_1^0 \gg K_1$; таким образом, небольшая величина магнитной анизотропии этого соединения обусловлена «случайной» компенсацией двух больших вкладов: анизотропии недеформированной решетки и анизотропии, обусловленной магнитоупругим взаимодействием.

Аналогичная ситуация имеет место в тербий-иттриевых ферритах-гранатах $\text{Tb}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ^{97,108}. Экспериментальные концентрационные зависимости первой константы магнитной анизотропии этих ферримagnetиков при температуре 90 К приведены на рис. 20, где при этой температуре дана также зависимость магнитоупругого вклада в анизотропию от содержания тербия. Видно, что при большом содержании тербия магнитоупругий вклад в первую константу анизотропии является преобладающим: он по абсолютной величине больше, чем измеренная константа анизотропии. При уменьшении содержания тербия магнитоупругий вклад уменьшается быстрее, чем константа магнитной анизотропии недеформированной решетки, и при критическом содержании тербия величина $\Delta K_1^{\text{МУ}}$ становится меньше, чем K_1^0 : при этой концентрации измеренная константа анизотропии меняет знак.

Магнитоупругое взаимодействие так же существенно влияет на магнитную анизотропию интерметаллических соединений RFe_2 . В работах^{109, 110} показано, что для теоретического описания в модели одноионной анизотропии спин-переориентационных фазовых диаграмм в смешанных соединениях $\text{Ho}_x\text{Tb}_{1-x}\text{Fe}_2$ и $\text{Dy}_x\text{Tb}_{1-x}\text{Fe}_2$ необходим учет магнитоупругого вклада в первую константу анизотропии. Это хорошо видно из сопоставления экспериментальной фазовой диаграммы $\text{Dy}_x\text{Tb}_{1-x}\text{Fe}_2$ с теоретическими, рассчитанными с учетом и без учета магнитоупругого взаимодействия (рис. 21).

Рассмотрим теперь влияние гигантской магнестрикции на упругие свойства. Вследствие магнитоупругого взаимодействия при наложении на ферромагнетик внешних напряжений изменяется его магнитное

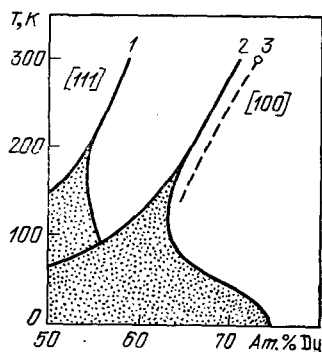


Рис. 21. Магнитная фазовая диаграмма смешанных соединений $\text{Dy}_x\text{Tb}_{1-x}\text{Fe}_2$.

1 — теоретический расчет по модели одноионной анизотропии без учета магнитоупругого взаимодействия; 2 — теоретический расчет с учетом магнитоупругого взаимодействия; 3 — экспериментальные данные. Показаны линии, разделяющие фазы, в которых направлениями легкого намагничивания являются оси типа $\langle 111 \rangle$, $\langle 100 \rangle$, либо направления, лежащие в плоскостях типа $\{110\}$ (заштриховано).

состояние: происходит перестройка доменной структуры, меняются величина и направление намагниченности в доменах. Эти изменения, в свою очередь, вызывают дополнительные изменения размеров образца материала. Это явление носит название механострикции. Добавление механострикционной к обычной упругой деформации изменяет модули упругости магнетика (модуль Юнга E и модуль сдвига G в случае поликристалла). Такое изменение зависит как от температуры, так и от внешнего магнитного поля. При понижении температуры, когда парамагнитное состояние сменяется ферромагнитным, возникают аномалии температурной зависи-

мости модулей упругости. В районе точки Кюри они проявляются в виде скачка или излома, например, кривой $E(T)$. Наложение магнитного поля ведет к изменению величины механострикции и, соответственно, модулей упругости. Это явление называется (для модуля Юнга) ΔE -эффектом. В сильных полях, где магнетик насыщается, внешние напряжения перестают влиять на магнитное состояние, а модуль достигает значения E_s .

За величину ΔE -эффекта обычно принимают зависящее от поля относительное изменение E по сравнению с модулем материала в размагниченном состоянии E_0 , т. е. $(E - E_0)/E_0$. Величину полной магнитной аномалии модуля $E_p - E_0$ (где E_p — экстраполированный модуль, который был бы у парамагнетика, если бы таковой существовал при данной температуре) в простейших случаях можно считать равной максимальному ΔE -эффекту $E_s - E_0$. Как следует из энергетических соображений, эта последняя величина пропорциональна энергии магнитоупругого взаимодействия и обратно пропорциональна энергии, препятствующей изменению магнитного состояния под действием упругих напряжений (энергия магнитной анизотропии, энергия смещения доменных границ и т. д.). Расчеты показывают¹¹¹, что для различных процессов — вращения против сил кубической или одноосной анизотропии, смещения доменных границ и т. п. — величина максимального ΔE -эффекта, поделенная на E_s , может быть представлена в виде

$$\Delta \left(\frac{1}{E} \right) = \frac{E_s - E_0}{E_s E_0} = A \frac{\lambda^2 \chi_0}{I_s^2}, \quad (32)$$

где λ — соответствующая константа магнитоstriction, χ_0 — начальная восприимчивость данного процесса намагничивания, I_s — намагниченность насыщения, A — численная константа порядка единицы (отметим, что для процессов смещения 180-градусных доменных границ $A = 0$).

В редкоземельных и актинидных соединениях, где λ велика, следует ожидать больших аномалий упругих свойств, особенно в тех случаях, когда энергия, стабилизирующая магнитное состояние, например энергия магнитной анизотропии, мала. Действительно, уже первые измерения на поликристаллах РЗМ^{15,112} показали большие аномалии модулей Юнга и сдвига в магнитоупорядоченном состоянии. Эти данные были подтверждены в дальнейшем измерениями упругих констант монокристаллов РЗМ и их сплавов^{113–115}. На рис. 22 в качестве примера показана температурная зависимость упругой константы c_{11} монокристалла тербия. Видно, что ниже температуры магнитного упорядочения (230 К) c_{11} в нулевом поле резко уменьшается. Наложение поля снимает эту аномалию.

В связи с возможностями практического применения (см. гл. 7) интенсивно изучаются магнитоупругие свойства интерметаллических соединений типа RFe_2 , а также UFe_2 . Для них экспериментальные значения максимального ΔE -эффекта по порядку величины совпадают с теоретически рассчитанными по формуле (32) и весьма велики. У соединения $TbFe_2$ он равен 56% в полях до 25 кЭ при комнатной температуре¹¹⁶ и доходит до 60% в поле 65 кЭ (при 210 К)¹¹⁷. Наибольший ΔE -эффект редкоземельных материалов, равный 160%, найден у одного из соединений с частично компенсированной анизотропией (см. гл. 7), $Tb_{0,3}Dy_{0,7}Fe_2$ ¹¹⁸, рис. 23.

Гораздо труднее, чем величина максимального ΔE -эффекта, поддается расчету его полевая зависимость. Отметим только, что известный у $3d$ -металлов и сплавов «отрицательный» ΔE -эффект, т. е. первоначальное — в сравнительно малых полях — уменьшение модуля Юнга материала от размагниченного состояния, наблюдался и у редкоземельных

соединений TbFe_2 ¹¹⁷ и $\text{Tb}_{0,20}\text{Dy}_{0,22}\text{Ho}_{0,58}\text{Fe}_2$ ¹¹⁸, причем у них он в несколько раз больше, чем, например, у сплавов железа с кобальтом.

Исследование термодинамически обратного ΔE -эффекту явления — изменения намагниченности ΔI (и магнитострикции) за счет внешних

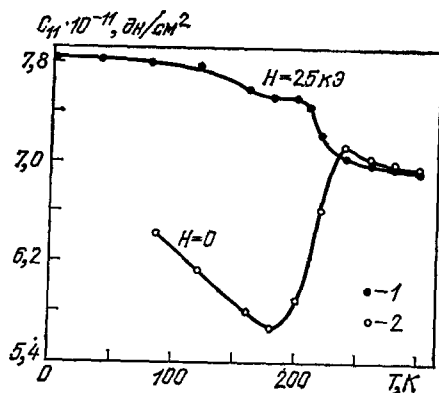


Рис. 22. Температурные зависимости упругой константы c_{11} тербия в нулевом поле (2) и поле 25 кЭ (1).

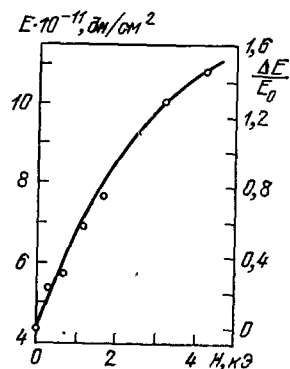


Рис. 23. Зависимость модуля Юнга от поля и ΔE -эффект для соединения $\text{Tb}_{0,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_2$ при комнатной температуре.

упругих напряжений сжатия проведено на поликристаллах RFe_2 в работах^{120,121}. Отмечается, что $\Delta I/I$ у TbFe_2 даже несколько меньше (5% на 1 кгс/мм²), чем у никеля (6,9% и другого знака). Причина, очевидно,

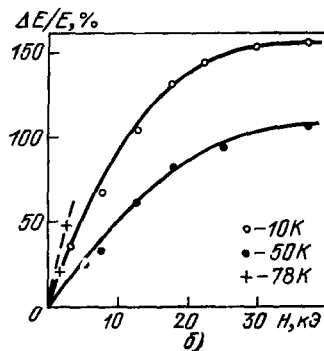
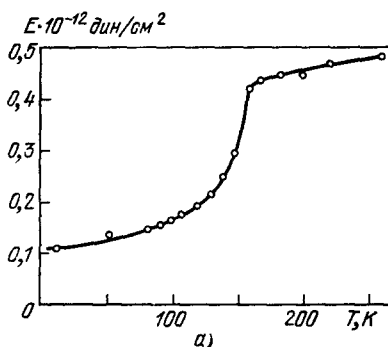


Рис. 24. а) Зависимость от температуры модуля Юнга интерметаллического соединения UFe_2 ; б) ΔE -эффект соединения UFe_2 при температурах 10, 50 и 78 К.

в том, что у редкоземельного интерметаллида по сравнению с никелем значительно меньше восприимчивость. Но уже для $\text{Tb}_{0,3}\text{Dy}_{0,7}\text{Fe}_2$ величина $\Delta I/I$ составляет 8% на 1 кгс/мм². Магнитострикция этих материалов, начиная с некоторого значения поля, сначала снижается при увеличении сжимающей нагрузки, а в больших полях, наоборот, растет.

Согласно формуле (32) большая восприимчивость процесса намагничивания, соответствующая, например, малой величине энергии анизотропии, может и при сравнительно небольшой магнитострикции привести к значительному ΔE -эффекту. Известно, что у отожженного никеля он при ~500 К достигает 19%¹⁴. В соединении UFe_2 , как уже отмечалось выше, большое магнитоупругое взаимодействие сочетается со сравнительно

небольшой магнитной анизотропией. Поэтому в данном соединении имеет место большая аномалия модуля Юнга ⁵⁶ (см. рис. 24, а) и, соответственно, огромный ΔE -эффект: при 10 К величина E увеличивается на 160% при возрастании поля от нуля до 35 кЭ (рис. 24, б).

7. ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ С ГИГАНТСКОЙ МАГНИТОСТРИКЦИЕЙ В ТЕХНИКЕ

В большинстве использующих магнитострикцию устройств технического назначения, например для получения ультразвука, используется динамическая магнитострикция. Магнитострикционный материал (магнитостриктор) помещается в переменное магнитное поле, и такое устройство является одним из видов простейшего электроакустического преобразователя. В работе преобразователя важную роль играют не только большая магнитострикция, но и другие параметры, которые определяют его акустические возможности. Для описания работы преобразователя при сравнительно малых амплитудах магнитострикции разработан хорошо известный акустикам метод линеаризованных уравнений ^{121, 123}. Приведем четыре из 8 таких изотермических уравнений состояния для поликристаллического магнитостриктора ¹²⁴⁻¹²⁶:

$$\delta \epsilon = \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \sigma} \right)_H \delta \sigma + \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial H} \right)_\sigma \delta H = \frac{1}{E_H} \delta \sigma + \frac{d}{4\pi} \delta H; \quad (33)$$

$$\delta B = \left(\frac{\partial B}{\partial \sigma} \right)_H \delta \sigma + \left(\frac{\partial B}{\partial H} \right)_\sigma \delta H = d \cdot \delta \sigma + \mu_\sigma \delta H; \quad (34)$$

$$\delta \sigma = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \right)_B \delta \epsilon + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial B} \right)_\epsilon \delta B = E_B \delta \epsilon - h \delta B; \quad (35)$$

$$\delta H = \left(\frac{\partial H}{\partial \epsilon} \right)_B \delta \epsilon + \left(\frac{\partial H}{\partial B} \right)_\epsilon \delta B = -4\pi h \delta \epsilon + \frac{1}{\mu_\epsilon} \delta B. \quad (36)$$

Разложение термодинамических функций, описывающих магнетик, производится по переменным B , H , σ , ϵ (индукция и напряженность магнитного поля, механическое напряжение, относительная деформация); E_B — модуль Юнга при постоянной индукции, т. е. без учета магнитоупругой связи (образец с короткозамкнутой обмоткой), E_H — то же с учетом магнитоупругого взаимодействия; μ_σ и μ_ϵ — магнитные проницаемости свободного и зажатого образца. Магнитострикционная постоянная

$$h = - \left(\frac{\partial \sigma}{\partial B} \right)_\epsilon = - \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial H}{\partial \epsilon} \right)_B \quad (37)$$

(последнее равенство следует из термодинамических соображений) и постоянная чувствительности (магнитостриктора, как акустического приемника)

$$d = \left(\frac{\partial B}{\partial \sigma} \right)_H = 4\pi \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial H} \right)_\sigma \quad (38)$$

являются двумя важнейшими акустическими константами. Формула (38) соответствует приведенному ранее соотношению (4). Величину h (для идеального случая безгистерезисной магнитострикции) можно выразить как

$$h = \frac{E_B}{\mu_B} \frac{\partial \lambda}{\partial H}, \quad (39)$$

т. е. существенным требованием к материалу является большая крутизна кривой (статической) магнитострикции $\lambda(H)$ (или малая величина константы магнитной анизотропии). Выбор наилучшей «рабочей точки» на указанной кривой и, прежде всего, работа преобразователя на частоте питаю-

щего обмотку тока, а не на удвоенной частоте (магнитострикция является четным эффектом), требуют, кроме переменной магнитной индукции с амплитудой B_{\sim} (которую можно считать равной δB в уравнениях (33) — (36)), постоянного поля подмагничивания с индукцией B_0 . При этом магнетик становится магнитно-поляризованной средой, т. е. поперечно-изотропным.

Уравнения (33) — (36) могут использоваться, строго говоря, только при малых $B_{\sim} \ll B_0$. При увеличении амплитуд переменных, входящих в эти уравнения, в магнитострикционных колебаниях появляются нелинейности, которые можно учесть, беря в разложениях термодинамических функций члены высших порядков или считая, что динамические коэффициенты h , d (и другие) зависят от B_{\sim} .

Еще одним важнейшим параметром магнитострикционного акустического преобразователя является коэффициент магнитомеханической связи k . Он может быть определен выражением

$$k^2 = \frac{W_{\text{упр}}}{W_{\text{маг}}}, \quad (40)$$

где $W_{\text{упр}}$ — величина преобразованной (упругой) энергии, возникающей в преобразователе при его магнитном возбуждении, а $W_{\text{маг}}$ — энергия («входная») соответствующего магнитного поля. Коэффициент связи k характеризует эффективность преобразования в данном устройстве одного вида энергии в другой (связанную, например, с неизбежным реактивным возвратом части «входной» энергии ее источнику) без учета излучения и магнитных и механических потерь.

Эти потери, в свою очередь, учитываются при введении акустического КПД преобразователя, $\eta = P_{\text{акуст}}/P_{\text{элктр}}$, т. е. отношения акустической мощности, отдаваемой на выходе, к электрической мощности, потребляемой на входе. Величина η зависит от свойств самого преобразователя, от его формы, отношения его размеров к длине излучаемой волны и, в определенной степени, от волнового сопротивления «нагрузки» — окружающей преобразователь среды, равного ρv , где ρ — плотность среды, а v — скорость звука в ней⁸. Предельные возможности материала преобразователя связаны с его прочностью и с максимальной плотностью упругой энергии в нем, т. е. с величиной $\lambda_s^2 E/2$, где λ_s — магнитострикция насыщения. При постоянной величине λ_s многое будет определять модуль Юнга материала E . Кроме того, важной является величина ΔE -эффекта материала, которая влияет на смещение резонансной частоты механических (чаще всего продольных) колебаний преобразователя при изменении значения индукции подмагничивающего поля B_0 .

Амплитуда деформаций преобразователя зависит и от величины его механической добротности Q . С ней же, т. е. с внутренним трением в материале без учета влияния магнитного поля, связана и некоторая доля тепловых потерь в преобразователе. В свою очередь, основные причины этих потерь (уже при наличии поля) — это индукционные токи и магнитный гистерезис. Потери на токи Фуко зависят от величины удельного сопротивления и геометрии образца материала, потери на магнитный гистерезис — главным образом, от величины коэрцитивной силы.

Таковы основные, хотя далеко не все, параметры, которыми характеризуется магнитострикционный преобразователь. Рассмотрим коротко возможности материалов с гигантской магнитострикцией и некоторые пути улучшения их свойств.

Возможности применения гигантской магнитострикции чистых РЗМ, их сплавов друг с другом, таких интересных актинидных соединений, как UFe_2 , пока сильно ограничены их температурами Кюри, которые

значительно ниже области комнатных температур. Поэтому далее мы, в основном будем рассматривать материалы типа RFe_2 .

Как правило, если речь идет о приложениях, нет смысла говорить о магнитострикции насыщения λ_s поликристаллов этих веществ, так как она достигается в слишком больших для практики полях, иногда порядка 100 и более килоэрстед. Поэтому обычно речь идет о величине продольной $\lambda_{||}$ (или «полной» $\lambda_{||} - \lambda_{\perp}$) магнитострикции в фиксированном внешнем поле 12–25 кЭ, и о максимальном значении величины $\partial\lambda/\partial H$, связанной с магнитострикционной динамической константой h , см. формулы (37), (38). Соединение $TbFe_2$

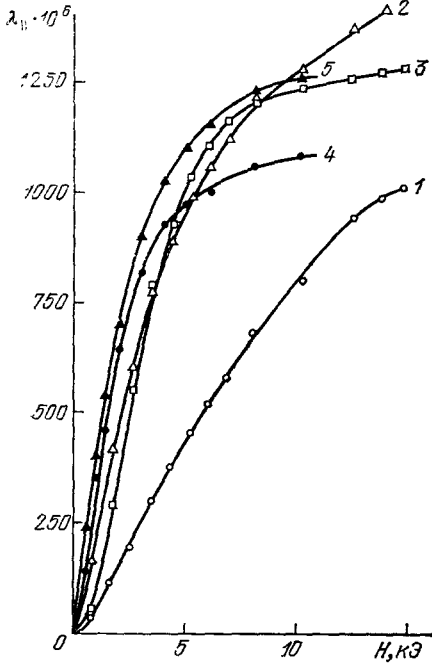


Рис. 25. Полевые зависимости продольной магнитострикции некоторых соединений типа RFe_2 при комнатной температуре.

1 — $TbFe_2$; 2 — текстурованный $TbFe_2$; 3 — $Tb_{0,27}Dy_{0,73}Fe_2$; 4 — соединение системы $(Tb - Dy - Er)Fe_2$; 5 — соединение системы $(Tb - Dy - Ho)Fe_2$.

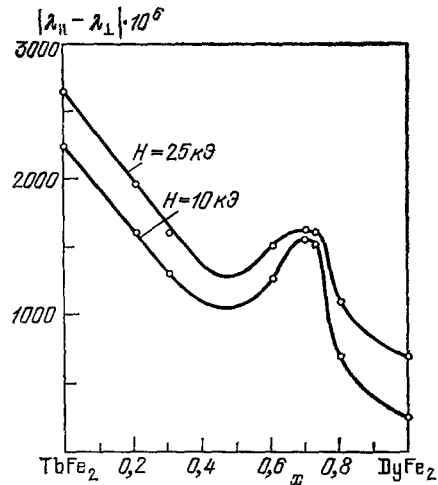


Рис. 26. Концентрационные зависимости полной магнитострикции $(\lambda_{||} - \lambda_{\perp})$ соединений системы $Tb_{1-x}Dy_xFe_2$ в полях 10 и 25 кЭ при комнатной температуре.

обладает наибольшей магнитострикцией из всех бинарных соединений типа RFe_2 ³¹. В зависимости от условий приготовления величина $\lambda_{||}$ в поле 15 кЭ у него составляет $(1000 - 1200) \cdot 10^{-6}$ при 2 кЭ — $(200 - 360) \cdot 10^{-6}$, а $(\partial\lambda/\partial H)_{\max}$ в среднем равна $13 \cdot 10^{-8}$ Э⁻¹ (рис. 25, кривая 1). Частичное замещение в этом соединении тербия или железа другими металлами значительного эффекта не дает^{90, 105, 127, 128}. Для получаемых по специальной технологии текстурованных (ориентированных) образцов $TbFe_2$ магнитострикция в поле 15 кЭ достигает $\lambda_{||} \geq 1500 \cdot 10^{-6}$ (рис. 25, кривая 2). Столь значительные поля, необходимые для реализации $\lambda \sim 10^{-3}$, необходимы из-за большой магнитокристаллической анизотропии этих соединений (у $TbFe_2$ $K_1 = -7,6 \cdot 10^7$ э/см³ при комнатной температуре¹²⁹).

Одним из важнейших путей совершенствования магнитострикционных материалов является повышение упоминавшейся выше величины $\partial\lambda/\partial H$, которое почти равнозначно снижению их констант анизотропии K_1 , K_2 . Приведем в связи с этим таблицу X, в которой указаны знаки $\lambda_{||}$, K_1 и K_2 для некоторых важнейших соединений³⁷.

Таблица X

Знаки продольной магнитострикции и констант анизотропии соединений RFe_2

	$PrFe_2$ *)	$SmFe_2$	$TbFe_2$	$DyFe_2$	$HoFe_2$	$ErFe_2$	$TmFe_2$	$YbFe_2$ *)
$\lambda_{ }$	+	—	+	+	+	—	—	—
K_1	+	—	—	+	+	—	—	+
K_2	—	0	+	—	+	—	+	—

*) Реально не синтезируются.

Учитывая одноионный характер магнитной анизотропии и магнитострикции, можно получить большую величину λ при малом значении K_1 в интерметаллидах сложного состава $R_xR'_{1-x}Fe_2$, если в «исходных» соединениях RFe_2 и $R'Fe_2$ знак магнитострикции одинаков, а знаки констант K_1 противоположны. Таковы соединения $Tb_{0,3}Dy_{0,7}Fe_2$ ¹³⁰ и $Tb_{0,15}Ho_{0,85}Fe_2$ ⁹². Зависимость λ от концентрации диспрозия для соединений системы $Tb_{1-x}Dy_xFe_2$ показана на рис. 26, на котором виден соответствующий максимум λ вблизи $x = 0,7$. На магнитных ориентационных фазовых диаграммах приведенные составы лежат вблизи линий спин-переориентационных переходов⁷. Например, соединение $Tb_{0,3}Dy_{0,7}Fe_2$ или близкое к нему и употребляемое в ряде работ $Tb_{0,27}Dy_{0,73}Fe_2$ («терфенол») при комнатной температуре расположены в той области диаграммы (см. рис. 21), где ось легкого намагничивания в кристалле направлена вдоль $\langle 111 \rangle$, но ниже 280 К поворачивается к направлению $\langle 100 \rangle$. K_1 здесь резко падает от значений 10^7 — 10^6 э/см³ до 10^4 э/см³, так как энергия анизотропии частично компенсируется большим магнитострикционным вкладом^{110,131}.

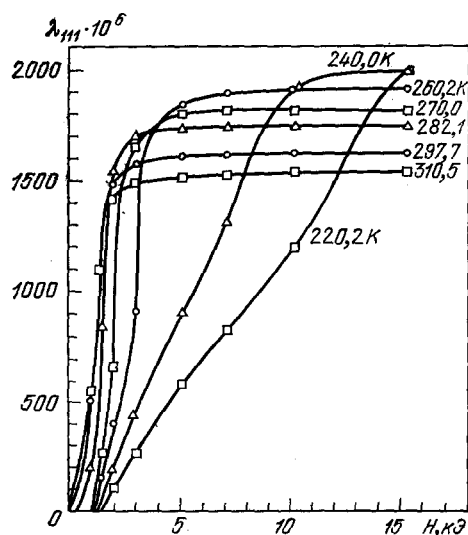


Рис. 27. Зависимости магнитострикции вдоль оси $\langle 111 \rangle$ монокристалла соединения $Tb_{0,27}Dy_{0,73}Fe_2$ от поля при температурах от 220,2 до 310,5 К.

Однако получаемая таким образом величина $\partial\lambda/\partial H = (25 \div 30) \cdot 10^{-8} \text{ э}^{-1}$ (см. рис. 25, кривая 3) не является рекордной, так как вторые константы анизотропии здесь не компенсируются. Поиск соединений с большей $\partial\lambda/\partial H$ ведется путем использования соединений, содержащих три редкоземельных элемента. Расчет по методу, изложенному в¹³², требую-

ющий знания первых констант анизотропии бинарных соединений (они приведены в работах^{133,134}), дает на концентрационном треугольнике прямые, соответствующие $K_1 = 0$ для «суммарного» соединения. При варьировании составов вблизи такой прямой экспериментально минимизируется и величина второй константы анизотропии K_2 . Таким способом удастся получить соединения систем $(Tb - Dy - Ho)Fe_2$ и $(Tb -$

— Dy — Er) Fe₂, у которых $\partial\lambda/\partial H \approx 50 \cdot 10^{-8} \text{ Э}^{-1}$ (см. рис. 25, кривые 4, 5). Найден и ряд других «четверных» соединений подобного типа как с положительной^{37,38} магнитострикцией, например Tb_{0,20}Dy_{0,22}Ho_{0,58}Fe₂, обладающее $\lambda_s = 530 \cdot 10^{-6}$ и значительной $\partial\lambda/\partial H$ ¹³⁵, так и с отрицательной (на основе самария) магнитострикцией¹³⁶.

Задача повышения $\partial\lambda/\partial H$ проще всего решалась бы применением монокристаллов соответствующих интерметаллидов, но их выращивание в одних случаях невозможно, в других представляет значительные трудности. У кристалла TbFe₂ при магнитострикции вдоль оси легкого намагничивания $\partial\lambda_{111}/\partial H = 120 \cdot 10^{-8} \text{ Э}^{-1}$ ¹²⁹, у Tb_{0,27}Dy_{0,73}Fe₂ $\sim 110 \cdot 10^{-8} \text{ Э}^{-1}$ при комнатной температуре¹³⁷ (см. рис. 27). Ряд исследований на монокристаллах и способ выращивания одной из их систем описаны в^{38,131,138}.

Другой важнейший для акустического преобразователя показатель, коэффициент магнитомеханической связи k , как правило, также больше там, где больше $\partial\lambda/\partial H$. Измерения (с незамкнутым магнитным потоком) на TbFe₂ дали $k \approx 0,20$ ¹³⁹, т. е. примерно как у традиционного магнитострикционного материала никеля. Соединения с компенсированной анизотропией (при измерениях с замкнутым магнитным потоком) имеют, также в воздухе, более высокий коэффициент связи: у Tb_{0,27}Dy_{0,73}Fe_{2-δ} ($\delta = 0,02 - 0,05$) его значение в различных полях подмагничивания изменяется в пределах от 0,3 до 0,6¹¹⁶, у Tb_{0,145}Ho_{0,855}Fe₂ $k_{\max} = 0,34$ ¹⁴⁰. Поля подмагничивания H_0 у этих материалов значительно больше, чем у никеля, но функция $k(H_0)$ обладает пологим максимумом, в то время как для никеля такой максимум является острым, т. е. величину H_0 для получения k_{\max}^{Ni} нужно выдерживать строго определенную. В табл. XI

Таблица XI

Динамические свойства некоторых пьезоматериалов

Материал	Максимальный коэффициент связи k	Плотность электромагнитической энергии (при оптимальных значениях постоянного и переменного полей) w , Дж/м ³	Акустический к.п.д. η , %	Литература
Никель	0,3	21	15	140
Пермендюр К49Ф2	0,35	40		141
Пьезокерамика RZT-4	0,7	670	70	140
Tb _{0,27} Dy _{0,73} Fe ₂	0,6	5300		140

сравниваются акустические параметры одного из редкоземельных магнитострикционных материалов с традиционными материалами и с пьезокерамикой. Отметим, что уникальные пока образцы поликристаллов с ориентированными зёрнами показывают рекордное значение $k = 0,74$ ¹⁴², большее, чем у пьезокерамики, а сплавы, находящиеся на самой границе перехода оси легкого намагничивания от направления $\langle 111 \rangle$ к $\langle 100 \rangle$, дают величину k , почти неизменяющуюся от 293 до 363 К^{131, 143}. Механическая добротность образцов этих материалов лежит в пределах от 70¹³⁹ до 200¹¹⁶.

Таковы основные акустические параметры металлических редкоземельных магнитострикционных материалов. Существенную роль в технических применениях, как уже упоминалось, играют и некоторые другие их характеристики. К ним могут быть отнесены параметры магнитной петли гистерезиса (намагниченность, коэрцитивная сила, дифференциальная магнитная проницаемость), удельное сопротивление и некоторые другие. Данные по ним приведены в работах^{90, 130}. Используя их, можно оценить тепловые потери при динамическом перемагничивании (в полученных

различными способами образцах магнитострикционных материалов), которые возникают, в основном, за счет потерь на магнитный гистерезис, возрастающих с частотой линейно, и потерь на индукционные токи, пропорциональных, как известно, квадрату частоты. Снижение динамических потерь может быть дано путем значительного уменьшения коэрцитивной силы, как в ориентированных кристаллах, и увеличения электросопротивления. Недостаточна, особенно при ударных нагрузках, прочность поликристаллов RFe_2 . Прокатке хрупкие интерметаллические соединения также не поддаются, а вопрос резки образцов на тонкие пластинки (чтобы получить сердечники преобразователей типа трансформаторных) не прост из-за их большой твердости.

Одним из перспективных путей здесь является металлокерамическая технология^{90, 144, 145}, с помощью которой могут быть получены магнито-

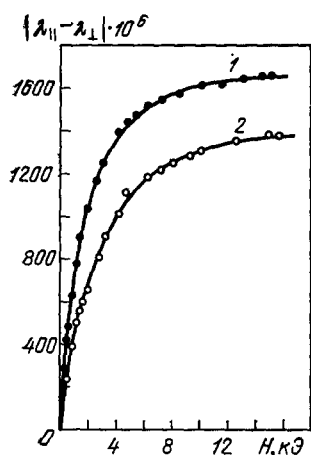


Рис. 28. Полевые зависимости полной магнитострикции образцов $Tb_{0.3}Du_{0.7}Fe_2$, изготовленных по металлокерамической технологии.

Кривая 1 — для соединения, полученного путем ориентирования частиц в поле 20 кЭ при начальном прессовании; 2 — полученного путем «жидкофазного» спекания (без поля).

стрикторы любой формы и размера. Они существенно прочнее, не корродируют, их электросопротивление также выше, чем у плавленных материалов. Магнитострикция, однако, несколько меньше, например у металлокерамики $Tb_{0.3}Du_{0.7}Fe_2$ $\lambda_{||} = 860 \cdot 10^{-6}$ в поле 17 кЭ¹⁴⁴.

Но величина стрикции может быть повышена путем прессования изделия (до его спекания) в магнитном поле, т. е. получения ориентированной металлокерамики^{146, 147}, как при изготовлении постоянных магнитов типа $SmCo_5$. Поскольку у данных материалов $\lambda_{111} \gg \lambda_{100}$, в соответствии с формулой (3), ориентирование частиц порошка полем вдоль оси легкого намагничивания $\langle 111 \rangle$ ведет к существенному увеличению стрикции (рис. 28).

Металлокерамическая технология — не единственный способ получения новых практически применимых магнитострикционных материалов. В частности, ведутся работы по аморфным веществам. Достигнута, например, полная стрикция $\lambda_{||} - \lambda_{\perp} = 450 \cdot 10^{-6}$ в поле 25 кЭ на аморфном $TbFe_2$ ³⁷.

В ряде работ^{148, 149} уже описаны пробные конструкции магнитострикционных преобразователей, например на стержнях из металлокерамического терфенола.

Стержни в этих конструкциях иногда подвергаются сжимающему напряжению, что увеличивает их прочность. Питание таких устройств большими токами — подмагничивания и переменным требуемой частоты — определенная техническая проблема, и максимальная плотность упругой энергии, пропорциональная λ_s^2 , в них пока не достигается. Одно из их преимуществ — возможность использования как широкополосных или даже нерезонансных преобразователей.

Существует много областей техники, где применение гигантской магнитострикции может дать существенный эффект. При комнатных температурах это, в первую очередь, те применения, где не требуется длительная постоянная работа преобразователя, а возможны импульсные режимы, и в то же время нужна значительная жесткость меняющего длину (или другие размеры) элемента. Это кольцевые или стержневые магнитострикторы, которые могут быть применены для каротажа скважин или для

межскважинного «прозвучивания» в разведочной геофизике; различные контакторы, реле, шаговые двигатели в автоматике и телемеханике и многое другое. После решения ряда вопросов, связанных с уменьшением потерь в сердечниках, работающих в условиях динамической магнитострикции, это — разнообразные мощные излучатели звука и ультразвука. Они могут быть применены для целей дефектоскопии, очистки, осаждения, мелкозернистой кристаллизации металлов, дробления, резки и т. д. При возможности использования низких (азотных) температур, в качестве магнитострикционных материалов может быть использован более широкий круг РЗМ, их сплавов друг с другом и соединений урана.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре сделана попытка подытожить основные результаты экспериментальных и теоретических исследований гигантских магнитострикционных эффектов в соединениях редких земель и актинидов.

Показано, что эти эффекты имеют одноионную природу и обусловлены взаимодействием анизотропного облака f -электронов с кристаллическим полем решетки (модель «жесткого» электронного облака). Дан анализ условий возникновения гигантской магнитострикции в различных типах магнетиков. Рассмотрено влияние магнитоупругого взаимодействия на магнитную анизотропию и упругие свойства редких земель и актинидов.

С целью выяснения перспектив технического применения описаны некоторые особенности проявления гигантской магнитострикции в переменных магнитных полях, приведены основные параметры, характеризующие эффективность работы магнитострикционных преобразователей.

В настоящее время одним из наиболее важных направлений в исследовании гигантской магнитострикции является создание микроскопической теории магнитострикции редкоземельных и актинидных магнетиков. Создание такой теории позволило бы целенаправленно вести поиск новых магнитострикционных материалов, прогнозировать их свойства.

Отметим, что в настоящем обзоре мы рассматривали, главным образом, анизотропную магнитострикцию редкоземельных и актинидных магнетиков. Совсем не затрагивались или обсуждались менее подробно (только в той степени, которая необходима для выяснения особенностей и природы анизотропной магнитострикции) другие магнитоупругие явления в редкоземельных и актинидных магнетиках, представляющие самостоятельный научный интерес, такие, например, как аномальное поведение коэффициента теплового расширения (инварный эффект ¹⁵⁰⁻¹⁵²), геликоидальная магнитострикция ^{11, 153}, имеющие «недоменную» природу магнитные аномалии упругих модулей и внутреннего трения ^{154, 155} и ряд других.

За пределами обзора остался также широкий круг явлений, обусловленных динамикой магнитоупругого взаимодействия магнитной и упругой подсистем кристаллов. Эта проблема, на наш взгляд, заслуживает отдельного рассмотрения.

Говоря о возможных технических применениях, следует дополнительно упомянуть, в частности, регулируемые магнитным полем акустические линии задержки, возможные благодаря большому ΔE -эффекту кристаллов с гигантской магнитострикцией ¹⁵⁶.

Мы полагаем, что из настоящего обзора в целом следует вывод о том, что проблема гигантской магнитострикции является весьма интересной как в теоретическом, так и в практическом отношении.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Joule J. P.—Phil. Mag., 1847, v. 30, p. 76, 225.
2. Вонсовский С. В. Магнетизм.—М.: Наука, 1971.
3. Белов К. П. Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнетиках.—М.: Гостехиздат, 1957.
4. Кондорский Е. И., Седов В. Л.—ЖЭТФ, 1958, т. 35, с. 845, 1579; 1960, т. 38, с. 773.
5. Гражданкина Н. П.—УФН, 1968, т. 96, с. 291.
6. Кузьмин Е. В., Петраковский Г. А., Завадский Э. А. Физика магнитоупорядоченных веществ.—Новосибирск: Наука, 1976.
7. Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Магнитные ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках.—М.: Наука, 1979.
8. Ультразвук: Маленькая энциклопедия/Под ред. И. П. Голяминой.—М.: Сов. энциклопедия, 1979.
9. Белов К. П., Левитин Р. З., Никитин С. А.—В кн.: Тезисы докладов на совещании по ферромагнетизму и антиферромагнетизму. Л., Изд-во АН СССР, 1961.—С. 90.
10. Белов К. П., Левитин Р. З., Никитин С. А.—ФММ, 1961, т. 11, с. 948.
11. Белов К. П., Белянчикова М. А., Никитин С. А., Левитин Р. З. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики.—М.: Наука, 1965.
12. Белов К. П. Редкоземельные магнетики и их применение.—М.: Наука, 1980.
13. Киттель Ч.—В кн. Физика ферромагнитных областей.—М., ИЛ, 1951.
14. Бозорт Р. Ферромагнетизм.—М.: ИЛ, 1956.
15. Белов К. П., Левитин Р. З., Никитин С. А., Педько А. В.—ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 1562.
16. Белов К. П., Никитин С. А.—ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 403.
17. Lee E., Alberts L.—Proc. Phys. Soc., 1962, v. 79, p. 997.
18. Никитин С. А.—ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 31.
19. Левитин Р. З. Автореферат докт. диссертации.—М.: МГУ, 1973.
20. Clark A., De Savage B., Buzorth R.—Phys. Rev., 1965, v. 138, p. 216.
21. Legvold S., Alstad J., Rhynne J.—Phys. Rev. Lett., 1963, v. 10, p. 509.
22. Левитин Р. З., Попов Ю. Ф., Чистяков О. Д.—Письма ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 222.
23. Никитин С. А.—ЖЭТФ, 1981, т. 80, с. 207.
24. Бартолин Х.—В кн.: Редкоземельные металлы, сплавы и соединения, М., Наука, 1973.—С. 125.
25. Alenard R., Boutron P., Bloch D.—J. Phys. and Chem. Sol., 1969, v. 30, p. 2277.
26. Alstad J., Legvold S.—J. Appl. Phys., 1964, v. 35, p. 1752.
27. Rhynne J., Legvold S.—Phys. Rev., 1965, v. 138, p. A507.
28. Белов К. П., Левитин Р. З., Пономарев Б. К.—ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 1733.
29. Белов К. П., Никитин С. А., Шелудко Н. А., Посядо В. П., Чуприков Г. Е.—ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 270.
30. Финкель В. А. Структура редкоземельных металлов.—М.: Металлургия, 1978.
31. Koop N., Schindler A., Carter F.—Phys. Lett. Ser. A, 1971, v. 37, p. 413.
32. Barbara B., Girard J. P., Laforest J., Lemaire R., Siaud E., Schweizer J.—Physica Ser. B, 1977, v. 86—88, p. 155.
33. Маркосян А. С.—ФТТ, 1980, т. 22, с. 3454.
34. Маркосян А. С.—ФТТ, 1981, т. 23, с. 1153.
35. Маркосян А. С.—Ibid., с. 1656.
36. Siaud S., Schweizer J.—Physica Ser. B, 1977, v. 86—88, p. 255.
37. Clark A. E.—In: Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths/Ed. by K. A. Gschneider, Jr., I. Eyring.—Amsterdam: North-Holland, 1979.—Ch. 15, p. 231.
38. Clark A. E., Abbundi R., Savage H. T., McMasters O. D.—Physica Ser. B, 1977, v. 86—88, p. 73.
39. Андреев А. В., Дерягин А. В., Задворский С. М., Москалев В. Н.—ФММ, 1981, т. 51, с. 975.
40. Abbundi R., Clark A. E., Koop N. C.—J. Appl. Phys., 1979, v. 50, p. 1671.
41. Abbundi R., Clark A. E.—Ibid., 1978, v. 49, p. 1969.

42. Белов К. П., Соколов В. И.— ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 979.
43. Соколов В. И., Хиен Т. Д.— ЖЭТФ, 1967, т. 52, с. 1485.
44. Clark A. E., De Savage B. F., Tsuja N., Kawakami S.— J. Appl. Phys., 1966, v. 37, p. 1324.
45. Clark A. E., Rhynne J. J., Callen E. R.— J. Appl. Phys., 1978, v. 39, Part 1, p. 573.
46. Iida S.— Phys. Soc. Japan, 1967, v. 22, p. 1201.
47. Callen E. R., Clark A. E., De Savage B. F., Coleman W.— Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 1735.
48. Кирюхин В. П., Соколов В. И.— ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 428.
49. Белов К. П., Кирюхин В. П., Соколов В. И.— Письма ЖЭТФ, 1966, т. 3, с. 329.
50. Sayetat F.— J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 3619.
51. Тшебятowski В., Генке З., Белов К. П., Дмитриевский А. С., Левитин Р. З., Попов Ю. Ф.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 1522.
52. Белов К. П., Генке З., Дмитриевский А. С., Зыгмунт А., Левитин Р. З., Попов Ю. Ф.— В кн.: Труды международной конференции по магнетизму. М., Наука, 1974.— Т. 6, с. 54.
53. Sampson C., Wedgwood F., Satya-Murthy N.— J. Phys. Ser. C, 1976, v. 9, p. 4035.
54. Levitin R. Z., Dmitrievskii A. S., Henke Z., Misiuk A.— Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1975, v. 27, p. K109.
55. Андреев А. В., Белов К. П., Дерягин А. В., Казей З. А., Левитин Р. З., Попов Ю. Ф., Силантьев В. И.— ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 2351.
56. Попов Ю. Ф., Левитин Р. З., Зелены М., Дерягин А. В., Андреев А. В.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 2431.
57. Marples J.— J. Phys. and Chem. Sol., 1970, v. 31, p. 2431.
58. Marples J., Sampson C., Wedgwood F.— J. Phys. Ser. C, 1975, v. 8, p. 708.
59. Lander G. H., Muller M. H.— Phys. Rev. Ser. B, 1974, v. 10, p. 1934.
60. Aldred A. T., Dunlap B. D., Harvey A. R., Lam D. J., Launder G. H., Mueller M. H.— Phys. Rev. Ser. B, 1974, v. 9, p. 3766.
61. Mueller M., Launder C., Hoff H., Knott H., Reddy J.— J. de Phys., 1979, v. 40, p. C4-68.
62. Rossat-Mignod J., Burdt P., Quezel S., Vogt O.— Physica Ser. B, 1980, v. 102, p. 237.
63. Fawcett E., White G. K.— J. Appl. Phys., 1968, v. 39, pt. 1, p. 576.
64. Kapitza P. L.— Proc. Roy. Soc., 1932, v. 135, p. 568.
65. Белов К. П., Соколов В. И.— Письма ЖЭТФ, 1966, т. 4, с. 186.
66. Белов К. П., Соколов В. И., Хиен Т. Д.— ФТТ, 1968, т. 10, с. 3706.
67. Валянская Т. В., Соколов В. И.— ФТТ, 1976, т. 18, с. 297.
68. Бумагина Л. А., Кротов В. И., Малкин Б. З., Хасанов А. Х.— ЖЭТФ, 1981, т. 80, с. 1543.
69. Альтшулер С. А., Аухадеев Ф. Л., Гревцев В. А., Теплов М. А.— Письма ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 159.
70. Александров И. В., Мамсурова Л. Г., Пухов К. К., Трусевич Н. Г., Щербакова Л. Г.— Ibid., 1981, т. 34, с. 68.
71. Белов К. П.— Вестн. МГУ. Сер. III, 1967, № 5, с. 23.
72. Tsuya N., Clark A., Vozorth R.— In: Proc. of Intern. Conference on Magnetism.— Nottingham, 1964.— P. 250.
73. Slonczewski J.— J. Appl. Phys., 1961, v. 32, p. 2535.
74. Туров Е. А. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.— С. 224.
75. Акулов Н. С. Ферромагнетизм.— М.; Л.: Гостехиздат, 1939.— С. 188.
76. Mason W.— Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 302.
77. Callen E., Callen H.— Ibid., 1963, v. 129, p. 578.
78. Callen E., Callen H.— Ibid., 1965, v. 139, p. 455.
79. Kittel C., Van Vleck J.— Phys. Rev., 1960, v. 118, p. 1231.
80. Туров Е. А., Мицек А. И.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, с. 1847.
81. Левитин Р. З., Савицкий Е. М., Терехова В. Ф., Чистяков О. Д., Яковенко В. Л.— В кн.: Сплавы редкоземельных металлов с особыми физическими свойствами. М., Наука, 1974.— С. 100.
82. Никитин С. А., Ким Д., Чистяков О. Д.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 1610.
83. Никитин С. А., Андреев А. С., Посядо В. П., Чуприков Г. Е.— ФТТ, 1977, т. 19, с. 1792.
84. Никитин С. А., Шелудко Н. А., Посядо В. П., Чуприков Г. Е.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 1001.

85. Белов К. П., Савицкий Е. М., Терехова В. Ф., Никитин С. А., Накви С. М., Чистяков О. Д.— В кн.: Сплавы редких и тугоплавких металлов с особыми физическими свойствами. М., Наука, 1979.— С. 121.
86. Никитин С. А., Арутюнян Н. П.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 2018.
87. Child N., Koehler W., Wollan E., Cable J.— Phys. Rev., 1965, v. 138, p. 1655.
88. Никитин С. А.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 343.
89. Дзялошинский И. Е.— ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 336.
90. Белов К. П., Бочкарев Э. П., Епифанова К. И., Катаев Г. И., Ким Д., Никитин С. А., Попов Ю. Ф., Чуприков Г. Е.— ФММ, 1977, т. 43, с. 295.
91. Clark A., Callen J., McMasters O., Callen E.— AIP Conf. Proc., 1976, No. 29, p. 192.
92. Koon N., Schindler A., Williams C., Carter F.— J. Appl. Phys., 1974, v. 45, p. 5389.
93. Никитин С. А., Бислиев А. М.— ФТТ, 1973, т. 15, с. 3681.
94. Burzo E.— Sol. State Comm., 1974, v. 14, p. 1295.
95. Callen E., Callen H.— Phys. Rev., 1963, v. 129, p. 578.
96. Flanders P., Pearson R., Page J.— Brit. J. Appl. Phys., 1966, v. 17, p. 839.
97. Белов К. П., Гапеев А. К., Левитин Р. З., Маркосян А. С., Попов Ю. Ф.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 241.
98. Колачева Н. М., Левитин Р. З., Милль Б. В., Шляхина Л. П.— ФТТ, 1976, т. 18, с. 3625.
99. Колачева Н. М., Левитин Р. З., Милль Б. В., Шляхина Л. П.— ФТТ, 1979, т. 21, с. 1038.
100. Белов К. П. Ферриты в сильных магнитных полях.— М.: Наука, 1972.
101. Левитин Р. З., Пономарев Б. К., Попов Ю. Ф.— ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 1952.
102. Альтшулер С. А., Кротов С. С., Малкин Б. З.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 232.
103. Deryagin A. V., Kudrevatysh N. V., Levitin R. Z., Pirov Yu. F.— Phys. Stat. Sol. ser. a, 1979, v. 51, p. K125.
104. Miller A., D'Silva T., Rodrigues H.— IEEE Trans. Magn., 1976, v. Mag-12, p. 1006.
105. Белов К. П., Елютин О. П., Катаев Г. И., Ким Д., Никитин С. А., Пшеченкова Г. В., Солнцева Л. И., Суровая Г. Н., Таратынов В. П.— ФММ, 1975, т. 39, с. 284.
106. Храбров В. И., Шур Я. С.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 468.
107. Мицек А. И.— ФТТ, 1963, т. 5, с. 1800.
108. Birss K. Symmetry and magnetism.— Amsterdam: North-Holland, 1964.
109. Koon N., Williams C.— J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 1948.
110. Koon N. C., Williams C. M.— J. de Phys., 1979, т. 40, p. 94C.
111. Street R., Lewis S.— Proc. Phys. Soc., 1958, v. 72, p. 604.
112. Белов К. П., Левитин Р. З., Никитин С. А.— УФН, 1964, т. 82, с. 449.
113. Palmer S. B., Lee E. W.— В кн.: Труды Международной конференции по магнетизму МКМ-73. М., Наука, 1974.— Т. 1 (2), с. 169.
114. Fischer E. S., Dever D.— Trans. Met. Soc. AIME, 1967, v. 239, p. 48.
115. Катаев Г. И., Шубин В. В.— ФММ, 1979, т. 48, с. 188.
116. Savage H. T., Clark A. E., Powers J. M.— IEEE Trans., 1975, v. Mag-11, p. 1355.
117. Катаев Г. И., Шубин В. В.— Акуст. ж., 1980, т. 26, с. 142.
118. Clark A. E., Savage H. T.— IEEE Trans., 1975, v. SU-22, p. 50.
119. Berry B. S., Pritchett W. C., Savage H. T.— J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 6075.
120. Новиков В. Ф., Долгих Е. В., Ульянов А. И., Дерягин А. В.— ФММ, 1979, т. 48, с. 1093.
121. Новиков В. Ф., Долгих Е. В.— ФММ, 1981, т. 51, с. 980.
122. Butterworth S., Smith F. D.— Proc. Phys. Soc., 1930, v. 43, p. 166.
123. Харкевич А. А.— ЖТФ, 1943, т. 12, с. 331.
124. Сыркин Л. Н. Пьезомагнитная керамика.— Л.: 1972.
125. Kaszkowski Z. Materiały piezomagnetyczne i ich zastosowania.— Warszawa: PAN, 1978.
126. Кикучи Е. Ультразвуковые преобразователи.— М.: Мир, 1972.
127. Белов К. П., Епифанова К. В., Катаев Г. И., Солнцева Л. И., Чуприков Г. Е.— Научные труды ГИРЕДМЕТА.— М.: Металлургия, 1976.— Т. 69, с. 104.

128. Белов К. П., Катаев Г. И., Никитин С. А., Чуприков Г. Е.—Акуст. ж., 1976, т. 22, с. 768.
129. Clark A. E., Cullen J. R., Sato K.—AIP Conf. Proc., 1975, v. 24, p. 670.
130. Clark A. E.—Ibid., 1974, v. 18, p. 1015.
131. Clark A. E., Abbundi R., Gilmore W. R.—IEEE Trans., 1978, v. Mag-14, p. 542.
132. Попков А. Ф. Автореферат кандидатской диссертации.—М.: МГУ, 1977.
133. Clark A. E., Belson H. S., Tamagawa N.—Phys. Rev. Lett., 1972, v. 42A, p. 160.
134. Dariel M., Atzmony U.—Intern. J. Magnetism, 1973, v. 4, p. 213.
135. Williams C. M., Koon N. C.—Physica Ser. B, 1977, v. 86-88, p. 147.
136. Savage H. T., Clark A. E.—In: Rare Earths and Actinides: Intern. Conference. Durham, 1977.—Bristol; London, 1978.—P. 310.
137. Abbundi R., Clark A. E.—IEEE Trans., 1977, v. Mag-13, p. 1519.
138. Milstein J. B., Koon N. C., Johnson L. R., Williams C. M.—Mater. Res. Bull., 1974, v. 9, p. 1617.
139. Белов К. П., Боцкарев Э. П., Голямина И. П., Катаев Г. И., Купенко И. Н., Никитин С. А., Чулкова В. К., Чуприков Г. Е.—В кн.: Труды IX Всесоюзной акустической конференции. М., 1977.—С. 15.
140. Timme R. W.—J. Acoust. Soc. Am., 1976, v. 59, p. 459.
141. Ивакин Б. М., Карус Е. В., Кузнецов О. Л. Акустический метод исследования скважин.—М.: Наука, 1978.
142. Savage H. T., Abbundi R., Clark A. E., McMasters O. D.—J. Appl. Phys., 1979, v. 50, p. 1674.
143. Savage H. T., Clark A. E., Koon N. C., Williams C. M.—IEEE Trans., 1977, v. Mag-13, p. 1517.
144. Malekzadeh M., Dariel M. P., Pickus M. R.—Mater. Res. Bull., 1976, v. 11, p. 1419.
145. Johnson R. C., Miller A. E., Koepke B. G.—In: Rare Earths Modern Science and Technology.—N.Y.; Lnd., 1978.—P. 331.—(Honeywell Corporate Material Sciences Center. Bloomington, MN 55420).
146. Malekzadeh M., Pickus M. R.—Appl. Phys. Lett., 1978, v. 33, p. 108.
147. Malekzadeh M., Pickus M. R.—IEEE Trans., 1980, v. Mag-16, p. 536.
148. Meeks S. W., Timme R. W.—J. Acoust. Soc. Am., 1977, v. 62, p. 1158.
149. Butler J. L., Ciosek S. J.—Ibid., 1980, v. 67, p. 1809; Cohick S. M., Butler J. L.—Ibid., 1982, v. 72, p. 313.
150. Никитин С. А., Ким Д., Попов Ю. Ф., Звездин А. К., Попков А. Ф.—ФТТ, 1975, т. 17, с. 2659.
151. Gignoux D., Givord D., Givord F., Lemaire R.—J. Magn. Mater., 1979, v. 10, p. 288.
152. Домышев В. А., Буравихин В. А., Глебова О. Д.—В кн.: Физика магнитных явлений. Иркутск, 1979.—С. 3.
153. Никитин С. А.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1978, т. 42, с. 1707.
154. Белов К. П., Катаев Г. И., Левитин Р. З.—ЖЭТФ, 1959, т. 37, с. 938.
155. Катаев Г. И.—ФММ, 1961, т. 11, с. 375.
156. Webb D. C., Davis K. L., Koon N. C., Ganduly A. K.—Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, p. 245.