

К. П. БЕЛОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ НОВЫХ МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ ВЕЩЕСТВ В МОСКОВСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ

Изучение магнитных свойств вещества является традиционным направлением, в котором интенсивно работают физики Московского университета. Эта традиция была заложена выдающимися профессорами университета А. Г. Столетовым и В. К. Аркадьевым, являющимися пионерами в исследовании магнитных свойств ферромагнетиков.

В советское время (тридцатые годы) проф. Н. С. Акуловым в университете была создана большая лаборатория, которая занималась теоретическими и экспериментальными исследованиями процессов намагничивания, доменной структуры, магнитной анизотропии, магнито-стрикции, гальваномагнитных эффектов в железе, никеле, кобальте и их сплавах.

В послевоенные годы в связи с открытием новых магнитных явлений (антиферромагнетизма, ферримагнетизма, «слабого» ферромагнетизма, ферромагнитного резонанса) и новых магнитоупорядоченных веществ (ферритов, сплавов из немагнитных «компонентов» и др.) изучение магнитных явлений развернулось с новой силой. Эти исследования ведутся в университете в лабораториях академика И. К. Кикоина, профессоров Е. И. Кондорского, К. П. Белова, Р. В. Телеснина, Г. С. Кринчика, В. Н. Лазукина, доцентами Д. И. Волковым, А. И. Пильщиковым и многими другими.

Интерес к изучению новых магнитоупорядоченных веществ стимулируется не только необходимостью отыскать новые магнитные материалы для технических применений, но и стремлением лучше понять природу явления магнитного упорядочения в различных кристаллах. Это необходимо для создания более полной теории магнетизма, которая в настоящее время еще далека от совершенства.

В последнее время большой интерес вызывает изучение лантаноидных [1] и актиноидных [2, 3] ферро- и антиферромагнетиков. В настоящей статье мы хотим подвести некоторые итоги исследования лантаноидных (редкоземельных) ферро- и ферромагнетиков, касающиеся главным образом их удивительных магнитоанизотропных и магнито-стрикционных свойств.

§ 1. Лантаноидные и актиноидные ферро- и антиферромагнетики

Долгое время явления магнитного упорядочения изучались в основном в трех элементах менделеевской таблицы: Fe, Co, Ni и в их многочисленных сплавах. В послевоенные годы явление магнитного упорядочения было открыто в других переходных элементах и многих соединениях, синтезируемых на их основе. В настоящее время в менделеевской таблице насчитывается более 20-ти переходных элементов, в которых возникает магнитное упорядочение или они дают его в соединениях с другими элементами.

В группе железа таких элементов восемь: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni и Cu (точнее Cu^{2+}), в двенадцати лантаноидных элементах: Ce, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb и в трех актиноидных: U, Np, Pu. Предполагается, что соединения актиноидных элементов, а также трансураниевые элементы Cm, Bk, Cf и др. в магнитном отношении во многом будут аналогичными лантаноидным ферро- и антиферромагнетикам, поскольку в них основными носителями магнитного момента являются электроны (5f). Исследование магнитных свойств трансураниевых элементов и их соединений представляет большие трудности ввиду высокого уровня радиоактивности. В табл. 1 приведены некоторые лантаноидные и актиноидные ферро- и антиферромагнетики и температуры их магнитного упорядочения.

Таблица 1
Некоторые лантаноидные и актиноидные ферро- антиферромагнетики

Лантаноидные вещества	Температура магнитн. упорядочения в °К		Актиниодные вещества	Температура магнитн. упорядочения в °К	
	т. Кюри	т. Нееля		т. Кюри	т. Нееля
Gd	292	—	USe	180	—
Tb	230	—	US	185	—
Dy	—	179 ¹	UTe	104	—
Ho	—	133	UH ₃	181,5	—
Er	—	85	UD ₃	178	—
Tm	—	60	UGe ₂	52	—
EuO	72	—	U ₂ P ₄	138	—
Eu ₁	—	90	PuGe ₂	34,5	—
Sm	—	15	UO ₂	—	28,5
EuF ₂	—	19,5	UCl ₂	—	22
TbCu ₂	—	54	NpO ₂	—	25,3
ErO ₃	—	4			
GdVO ₃	—	11 (Gd)			
HoFeO ₃	—	700 (Fe)			
		6,5 (Ho)			
Gd ₃ Fe ₃ O ₁₂	556 (Fe)	—			
	100 (Gd)	—			
Tb ₃ Ga ₅ O ₁₂	—	<1			

¹ В Dy, Ho, Er и Tm вследствие большой энергии геликоидальной структуры, магнитный переход носит антиферромагнитный характер.

Намагниченность насыщения I_0 при 0° К лантаноидных ферромагнетиков намного больше, чем для железа и кобальта. Так, для Dy и Ho величина $I_0 \approx 3000$ гс, а для Fe — $I_0 = 1750$ гс. Лантаноидные металлы уже начинают использоваться как сердечники сверхпроводящих соленоидов [4]. У полупроводникового ферромагнетика EuO [5] $I_0 = 1900$ гс, т. е. выше, чем у любого феррита со структурой шпинели. Поэтому, возможно

EuO будет иметь применение в сверхвысокочастотных низкотемпературных устройствах.

Высокие значения намагниченности насыщения лантаноидных ферромагнетиков объясняются двумя причинами. Во-первых, $4f$ -слой имеет большее число электронов (14), чем $3d$ -слой (10 электронов), а во-вторых, орбитальный момент дает большой вклад в магнитный момент атомов и ионов, тогда как в ферромагнетиках группы железа он практически не участвует в намагничивании вследствие «замораживания» его внутрискристаллическим полем.

Следует заметить, что во многих лантаноидных соединениях, в частности, в ферритах—гранатах намагниченности насыщения, измеряемые при низких температурах, имеют значительно меньшие значения, чем вычисленные из величин магнитных моментов свободных редкоземельных ионов. Это несоответствие обычно приписывается эффекту частичного замораживания орбитальных моментов электрическим полем кристалла. Однако оно, по-видимому, неверно. Измерения, выполненные на монокристаллах металлов Tb, Dy, Ho и Er в области гелиевых температур, показали, что величины магнитных моментов, вычисленные из намагниченности насыщения (измеренных в направлении легкого намагничивания), совпадают с теми, которые вычислены из измерений парамагнитной восприимчивости. Это означает, что орбитальные моменты ионов Tb, Dy, Ho и Er даже в кристалле гексагональной симметрии не замораживаются. Вероятной причиной заниженных значений величин намагниченностей насыщения ферритов—гранатов является возникновение угловых структур в низких температурах. В последнее время такие структуры были открыты в некоторых редкоземельных ферритах—гранатах нейтронографическим методом. Эти структуры наблюдаются и в другом классе редкоземельных ферритов — ортоферритах.

В актиноидных соединениях ситуация для возникновения больших намагниченностей более благоприятна, чем в ферромагнетиках группы железа, но менее благоприятна, чем в лантаноидных ферромагнетиках. Дело в том, что в актиноидных (и трансураниевых) ионах атомный магнитный момент определяется не только $5f$, но $6d$ -электронами. Благодаря тому что $6d$ -электроны (энергетически связанные с $5f$ -электронами) лежат ближе к периферии атома, на них будет оказывать некоторое действие электрическое поле решетки и здесь с большей вероятностью следует ждать частичного «замораживания» орбитального момента. Актиниодные ферро- и антиферромагнетики должны занимать как бы промежуточное положение между лантаноидными и «железными», а поэтому должны иметь сложные магнитные свойства.

В лантаноидных ионах $4f$ -слои имеют очень малые радиусы по сравнению с межатомными расстояниями в кристаллах, поэтому $4f$ -волновые функции соседних ионов не перекрываются; здесь невозможно прямое обменное взаимодействие, как это имеет место в магнетиках группы железа.

В теоретических работах Киттеля, Рудермана, Вонсовского и др. [6] сказано, что в редкоземельных металлических ферромагнетиках происходит косвенный обмен между $4f$ -электронами соседних ионов, причем переносчиком этого обмена является коллектив свободных электронов. В полупроводниковых редкоземельных соединениях (например в ферритах—гранатах) косвенный обмен осуществляется через промежуточные ионы кислорода. Внешние электронные слои (валентные) иона кислорода осуществляют перенос обменной связи между $4f$ -электронами соседних ионов.

Косвенный обмен обычно приводит к более низким точкам Кюри и Нееля, чем прямой обмен. В редкоземельных ферромагнетиках самой высокой точкой Кюри обладает гадолиний (290°K), тогда как самой высокой точкой Кюри в ферромагнетиках группы железа обладает кобальт (1400°K). Основная задача физиков — повысить точки Кюри редкоземельных ферромагнетиков при сохранении высокого магнитного насыщения. Решить ее можно только созданием сплавов редкоземельных элементов с Fe и Co.

Как было показано в [7], в Tb и Dy существенную добавку в температуру магнитного упорядочения в направлении оси легкого намагничивания вносят классические электростатические силы решетки. Последние, действуя на орбиты, упорядочивают орбитальные моменты и через спин-орбитальную связь оказывают ориентирующее действие на магнитные спины. Классические электрические силы решетки повышают точки магнитного упорядочения Tb и Dy приблизительно на 30° (в Gd — на $1,5^\circ$). У ферромагнетиков группы железа эта добавка к температуре Кюри практически отсутствует.

§ 2. Анизотропия намагниченности и гистерезисные свойства редкоземельных ферро- и ферримагнетиков

Металлы Tb, Dy, Ho, Er, Tm, их сплавы и ферриты обладают огромной анизотропией намагниченности. По оценкам для них при 0°K $K_1 \approx \approx 10^8 \text{ эрг/см}^3$, т. е. эффективные поля анизотропии равны 10^6 эрст , что на 2—3 порядка больше, чем поля анизотропии ферромагнетиков группы железа. Точные значения констант анизотропии редкоземельных ферромагнетиков не определены, так как для получения магнитного насыщения в направлении трудного намагничивания требуются поля $\sim 10^6 \text{ эрст}$. Приблизительно такая же ситуация имеет место в гранатах и ортоферритах Tb, Dy, Ho, Er и др. Такое различие в величинах анизотропии редкоземельных и «железных» ферромагнетиков объясняется различием микроскопических механизмов анизотропии намагниченности этих веществ.

В настоящее время общепринято, что ключом к пониманию анизотропии магнитоупорядоченных веществ являются спин-орбитальное взаимодействие и связь орбита—решетка, ибо диполь-дипольное магнитное взаимодействие соседних магнитных атомов, как показывают расчеты, дает несущественную добавку в анизотропии намагниченности. Различия в микроскопических механизмах анизотропии редкоземельных ферромагнетиков и ферромагнетиков группы железа иллюстрируют следующие схемы.

На рис. 1 по вертикальной оси направлено электрическое поле решетки E_h , а по горизонтальной — внешнее магнитное поле H . Стрелками M_L и M_S обозначены орбитальный и спиновый моменты переходного атома, волнистая линия — слабая связь (спин-орбитальная или связь поле E_h — орбита) и жирная линия — жесткая связь.

В случае ферромагнетиков группы железа (рис. 1, а) орбитальный момент жестко связан с решеткой (заморожен электростатическим полем решетки) и поле H , поворачивая M_S , преодолевает спин-орбитальное взаимодействие.

Таким образом, спин «чувствует» анизотропное влияние решетки через спин-орбитальное взаимодействие. Так как все спины связаны обменным взаимодействием, то это «преодоление» спин-орбитального взаимодействия носит «коллективный» характер. Из подсчета свободной энергии всей системы переходных ионов может быть получена константа

магнитной анизотропии. Ясно, что анизотропия обусловлена магнитными силами, так как взаимодействие M_L и M_S чисто магнитное. При повышении температуры, вследствие разрушения «коллектива» однонаправленных спиновых магнитных моментов, константа магнитной анизотропии уменьшается и в точке Кюри практически обращается в нуль. Таков микроскопический механизм анизотропии намагниченности ферромагнетиков группы железа.

В случае редкоземельных ферромагнетиков (рис. 1, б) спин-орбитальное взаимодействие M_L и M_S очень велико (практически жесткая связь), а связь орбиты с полем E_k не столь велика (вследствие того, что $4f$ -электроны лежат в глубине атома). Поле H , поворачивая магнитный момент редкоземельного иона ($M_L + M_S$), преодолевает энергию взаимодействия орбита—поле. Этот эффект, разумеется, также носит коллективный характер, поскольку магнитные моменты редкоземельных ионов связаны обменными силами. Таким образом, энергия анизотропии имеет чисто электростатическую природу. Для расчета этой энергии надо прежде всего знать энергию иона в поле E_k , вернее расщепление энергетических уровней в этом поле, которое определяется его орбитальным и спиновым состоянием. Так как энергетическое состояние редкоземельных ионов изменяется в очень широких пределах (S -состояние в Gd^{3+} — I -состояние в Ho^{3+}), можно ожидать различного анизотропного поведения в ряду редкоземельных ферромагнетиков и их ферритов. В табл. 2 приведены расщепления энергетических уровней редкоземельных ионов в решетке феррита—граната.

В табл. 2 также дана величина энергии спин-орбитального взаимодействия (в $см^{-1}$). Расщепление ионов Sm^{3+} , Tb^{3+} , Dy^{3+} , Ho^{3+} ,

Таблица 2

Энергия спин-орбитального взаимодействия и расщепление в кристаллическом поле редкоземельных ионов

	Электронная конфигурация	Основное состояние свободного иона	Спин-орбит. взаимодействие, $см^{-1}$	Расщепление в кристаллич. поле, $см^{-1}$
Sm^{3+}	$4f^5$	$^6H_{5/2}$	1200	245
Gd^{3+}	$4f^7$	$^8S_{7/2}$	—	0
Tb^{3+}	$4f^8$	7F_6	1770	130
Dy^{3+}	$4f^9$	$^6H_{15/2}$	1860	115
Ho^{3+}	$4f^{10}$	5I_8	2000	100
Er^{3+}	$4f^{11}$	$^4I_{15}$	2350	90
Tu^{3+}	$4f^{12}$	3H_6	2660	80
Yb^{3+}	$4f^{13}$	$^2F_{7/2}$	2940	70

Er^{3+} , Tu^{3+} , Yb^{3+} велико, тогда как в Gd^{3+} оно ничтожно; в соответствии с этим и анизотропия намагниченности в ферритах—гранатах Tb, Dy, Ho и т. д. велика, а в феррите—гранате Gd мала.

В редкоземельных ферромагнетиках (металлах) при повышении температуры константа анизотропии уменьшается вследствие разрушения порядка магнитных моментов ионов. Однако в районе точки Кюри и даже выше ее константа анизотропии не обращается в нуль; она достигает значительной величины особенно в Tb и Dy.

Это объясняется тем, что редкоземельные металлы имеют гексагональную симметрию кристаллического поля, и поэтому энергии взаимодействия E_d -орбиты будут сильно различаться вдоль и перпендикулярно гексагональной оси даже при малом магнитном упорядочении магнит-

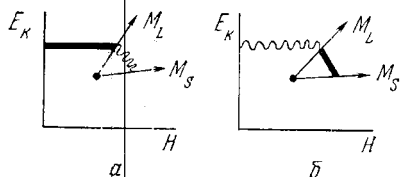


Рис. 1

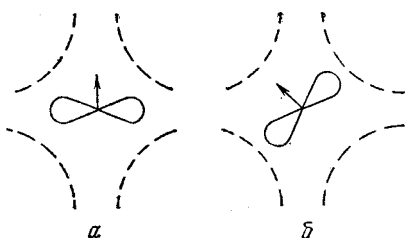


Рис. 2

ных моментов ионов, создаваемом внешним магнитным полем выше точки Кюри (парамагнитное намагничивание).

Вклад в анизотропию намагниченности редкоземельных ферромагнетиков может давать и другой механизм — анизотропия обменного взаимодействия [8]. Как известно, обменное взаимодействие связано с перекрытием волновых функций соседних ионов. Если волновые функции несимметричны, т. е. электронное облако имеет несферическую симметрию (что обусловлено орбитальным состоянием и спин-орбитальным взаимодействием), то при повороте параллельных спинов может происходить изменение степени перекрытия волновых функций.

При несферическом электронном облаке иона энергия свободного иона и энергия валентного электрона аниона (в случае косвенного обмена в ферритах) также изменяется в разных направлениях по отношению к электронной оболочке.

Указанные эффекты обуславливают анизотропный обмен. В этом случае в выражении обменного взаимодействия $U = -2JM_{\mu}M_{\nu}$ обменный параметр J можно рассматривать как функцию направления намагниченности \vec{M} . Этот механизм, как показывают расчеты, в редкоземельных ферромагнетиках может дать значительный вклад в анизотропию намагниченности.

Высокая магнитная анизотропия редкоземельных ферро- и ферри-магнетиков (при низких температурах) приводит к большой магнитной жесткости этих материалов. При этом по величине максимальной магнитной мощности некоторые из редкоземельных ферритов — гранатов, по-видимому, не уступают высокоэрцитивным оксидным ферромагнетикам (например, $(B, H_c) \sim 5-13 \cdot 10^6$ гс эрст). Коэрцитивные силы редкоземельных ферритов — гранатов достигают 5000—6000 эрст.

В ортоферритах редкоземельных элементов коэрцитивные силы достигают 20 000—30 000 эрст [9]; однако в этих веществах величина остаточной намагниченности очень мала.

§ 3. Магнитострикция редкоземельных металлов и ферритов

В работах [10] впервые было показано, что металлы Tb, Dy, Ho, Er имеют гигантские магнитострикции, на 2—3 порядка превышающие стрикционные эффекты в ферромагнетиках группы железа. Несколькими позднее измерения магнитострикции были проведены американскими учеными на монокристаллах указанных металлов [11]. Далее установлено, что ферриты—гранаты элементов Tb, Dy и Ho в области гелиевых температур имеют того же порядка величины магнитострикции [12]. В галлатах—гранатах указанных элементов, являющихся до самых низких температур парамагнетиками, магнитострикция достигает огромных (для парамагнетиков) величин [13]. Для Tb, Dy, Er и Ho в парамагнитной области магнитострикция также необычайно велика [14]. Наконец, обнаружено, что в феррите—гранате иттрия при ничтожных примесях ионов Tb³⁺ магнитострикция в области гелиевых температур резко возрастает и даже меняет знак [15].

Несомненно причину гигантских магнитострикционных эффектов в редкоземельных металлах и ферритах необходимо искать, так же как и огромные анизотропии намагниченности, в изменении энергии взаимодействия орбита—электростатическое поле решетки E_k . Эта энергия изменяется при повороте вектора намагниченности внешним магнитным полем или при изменении термического состояния тела.

Представим схематично микроскопическую природу этого явления.

Пусть у нас имеется свободный редкоземельный ион с $L \neq 0$. Как известно, при наличии неравного нулю L , электронное облако 4f-слоя приобретает несферическую конфигурацию. При перенесении такого иона в кристаллическую решетку форма облака практически не изменяется, так как спин-орбитальное взаимодействие 4f-слоя гораздо больше, чем энергия E_k . (Наоборот, в ионах группы железа 3d-электронное облако сильно изменяется и предпочитает конфигурацию, соответствующую локальной симметрии электростатического поля решетки.)

Если магнитное поле поворачивает магнитный момент ($M_L + M_S$) редкоземельного иона, то возникает нарушение равновесия в решетке, в зависимости от того, какое положение занимает электронное облако по отношению к окружающим ионам, т. е. возникает магнитострикция, которая будет анизотропна как по величине, так и по знаку в кристалле. Значит, отталкивание между электронным облаком редкоземельного иона и отрицательными анионами будет увеличиваться в одном направлении в кристалле и уменьшаться в другом. Другими словами, распределение заряда иона с выпуклостями, обращенными к отрицательно заряженным анионам, будет энергетически менее выгодными (рис. 2, б), чем распределения с выпуклостями, направленными между анионами (рис. 2, а). В случае Gd, поскольку $L = 0$, электронное облако должно иметь сферическую конфигурацию. Однако она может немного исказиться полем E_k , это дает вклад в магнитострикцию Gd, которая сравнительно невелика.

Из сказанного следует, что возникновение гигантской магнитострикции в редкоземельных ферро- и ферримагнетиках происходит потому, что электронное облако редкоземельного иона ведет себя в решетке как жесткий несферический заряд. Поэтому при повороте его магнитного момента он сильно деформирует кристаллическую решетку. В ферро- и ферримагнетиках группы железа конфигурация 3d-облака при повороте магнитного момента «приспосабливается» к конфигурации электрического поля решетки, и поэтому магнитострикционная деформация решетки обычно не велика (за исключением кобальтовых соеди-

нений, в которых ион Co^{2+} имеет орбитальный момент, отличный от нуля). Теория магнитострикции редкоземельных ферро- и ферримангнетиков, основанная на изложенных представлениях, еще далека от совершенства. Теория должна учитывать и обменную магнитострикцию, возникающую вследствие изменения обменного взаимодействия в решетке. Ясно, что возникающая в редкоземельных ферро-антиферромагнетиках магнитострикция есть результат комбинированного действия электростатического и обменного полей на решетку.

§ 4. Угловые магнитные структуры в редкоземельных ферро-, ферри- и антиферромагнетиках

Энергия анизотропии в редкоземельных магнетиках столь велика, что она сравнима по величине с энергией обменного взаимодействия. Комбинированное действие обменных сил и сил анизотропии, которые имеют электростатическую природу, приводит к возникновению разнообразных неколлинеарных магнитных структур. Угловые магнитные структуры распространены в редкоземельных ортоферритах, являющихся антиферромагнетиками с присутствием «слабого» ферромагнетизма [16].

В ортоферритах Sm, Tb и др. [17] в области низких температур вследствие резкого изменения баланса энергии (K_1 резко растет с понижением температуры) угловые конфигурации претерпевают резкие изменения, в результате чего происходит переориентация магнитных моментов. Было установлено, что критические температуры, при которых происходит резкое изменение угловых конфигураций, сопровождающееся самопроизвольной переориентацией спонтанного момента в решетке, зависят от величины внешнего поля (что естественно, так как приводит к изменению баланса энергии) и от величины атомной ячейки. Поэтому эти переходы сопровождаются изменениями объема и магнитострикционной природы [18].

В редкоземельных ферритах—гранатах также, по-видимому, возникают явления переориентации моментов, которые приводят к магнитным аномалиям в области низких температур.

В частности, в феррите—гранате самария в интервале температур 58—81° К происходит переориентация момента на оси [111] к оси [110]. Это явление сопровождается переходом через нуль константы анизотропии и спонтанной деформацией решетки. В этой области температур обнаружены весьма своеобразные аномалии магнитострикции. Угловые структуры наблюдаются в ферритах—гранатах тулия и гольмия в области гелиевых температур [19].

В редкоземельных ферромагнетиках (металлах) Tb, Dy, Ho, Er и Tm нейтронографическим методом подтверждено существование угловых структур геликоидального и циклоидального характера и при этом антиферромагнитного типа. Однако в отличие от ортоферритов и гранатов здесь возникновение угловых структур может произойти и без «участия» энергии магнитной анизотропии, лишь при участии обменных сил. По теории Рудермана—Киттеля обменное взаимодействие является действующим в редкоземельных ферромагнетиках. Кроме того, оно осциллирует с расстоянием. Это приводит к различным знакам интеграла обмена между ближайшими и следующими за ближайшими слоями кристалла, что и обеспечивает возникновение геликоидальной структуры. Остается неясным вопрос о существовании угловой структуры в Gd, так как ввиду большого поглощения нейтронов исследования по обнаружению такой структуры в этом металле крайне затруд-

нены. Однако опыты показали, что в районе $210\text{--}290^\circ\text{K}$ имеют место резкие аномалии магнитных свойств [20], причем в гадолинии, по-видимому, существует неколлинеарная магнитная структура ферромагнитного типа [21].

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов К. П., Белянчикова М. А., Левитин Р. З., Никитин С. А. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики. М., «Наука», 1965.
2. Trzebiatowski W., Suski W. Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Chim., 9, 277, 1961.
3. Чечерников В. И., Печенников А. В., Барыкина М. Е., Словянских В. К., Ярембаш Е. Е., Эллерт Т. В. ЖЭТФ, 52, 857, 1967.
4. Карасик В. Р. Физика и техника сильных магнитных полей. М., «Наука», 1965.
5. Самохвалов А. А., Бамбуров В. Г., Волькенштейн Н. В., Зотов Т. Д., Ивакин А. А., Морозов Ю. Н., Симонова М. Н. «Изв. АН СССР», сер. физич., 30, № 6, 984, 1966.
6. Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А. «Успехи физич. наук», 77, 377, 1962.
7. Белов К. П., Ергин Ю. В. ЖЭТФ, 50, 560, 1966.
8. Вонсовский С. В., Ирхин Ю. П., Свирский М. С. «Изв. АН СССР», сер. физич., 30, № 6, 906, 1966.
9. Белов К. П., Зайцева М. А., Кадомцева А. М. ЖЭТФ, 37, 1159, 1959.
10. Белов К. П., Левитин Р. З., Никитин С. А., Педько А. В. ЖЭТФ, 40, 1652, 1961; Белов К. П., Никитин С. А. ЖЭТФ, 42, 403, 1962; Белов К. П., Левитин Р. З., Никитин С. А. «Изв. АН СССР», сер. физич., 25, 1382, 1961; Никитин С. А. ЖЭТФ, 43, 31, 1962.
11. Legvold S., Alstad J., Rhyne I. Phys. Rev. Lett., 10, 509, 1963.
12. Белов К. П., Соколов В. И. ЖЭТФ, 48, 979, 1965.
13. Белов К. П., Соколов В. И. Письма ЖЭТФ, 4, вып. 5, 186, 1966.
14. Белов К. П., Левитин Р. З., Пономарев Б. К. ЖЭТФ, 51, 1634, 1966.
15. Белов К. П., Кирюхин В. П., Соколов В. И. Письма ЖЭТФ, 3, вып. 8, 329, 1966.
16. Боровик-Романов А. С. Итоги науки. Изд-во АН СССР, 1962.
17. Белов К. П., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. ЖЭТФ, 51, 1306, 1966.
18. Белов К. П., Кадомцева А. М., Овчинникова Т. Л., Усков В. В. Письма ЖЭТФ, 4, вып. 7, 252, 1966.
19. Белов К. П., Соколов В. И. Письма в редакцию ЖЭТФ, 6, 586, 1967.
20. Белов К. П., Педько А. В. ЖЭТФ, 42, 87, 1962.
21. Белов К. П., Ергин Ю. В. «Изв. АН СССР», сер. физич., 30, вып. № 6, 975, 1966.