и продольный С. ф. благодаря различию величин векторов $\boldsymbol{M}_n$ строго антипараллельных подрешёток. Однако во всех известных случаях С. ф. $\boldsymbol{\sigma}_D \perp \boldsymbol{L}$. При перемагничивании вместе с $\boldsymbol{\sigma}_D$ должен менять знак и $\boldsymbol{L}$, т. е. подрешётки должны поворачиваться на 180°.

Слагаемое $d(L_x M_y - L_y M_x)$ из (3) описывает *Дзялошинского взаимодействие*. Такого вида члены встречаются в ряде пространственных групп тригональных, тетрагональных и гексагональных сингоний. В нек-рых группах тетрагональных сингоний С. ф. описывается членом вида $d(L_x M_y + L_y M_x)$, а в ромбич. сингониях — членом вида $d_1 L_i M_k + d_2 L_k M_i$. В моноклинных сингониях подобная сумма содержит четыре члена. В большинстве групп гексагональной и кубической сингоний С. ф. описывается членами шестого и четвёртого порядка по $L_i M_k$ [5].

Для антиферромагнетиков с четырьмя и более подрешётками существует неск. векторов $\boldsymbol{L}$, описывающих разл. антиферромагн. структуры АС. Поэтому в выражение для потенциала Ф могут входить члены типа $L_{pi} L_{qk}$ (p, q — номера АС), к-рые приводят к возникновению АС со скрещенными подрешётками, не обладающих С. ф. (рис. 4, *б*).

В микроскопической теории С. ф. рассматривают самый общий вид *спинового гамильтониана*, удовлетворяющий симметрии данного кристалла:

$$\mathscr{H}=\sum_{\alpha,\beta,i,k} J^{\alpha\beta}_{ik} S_{\alpha i} S_{\beta k}+\sum_{\alpha,i} A^{\alpha}_{i} S^{2}_{\alpha i}. \qquad (5)$$

Здесь $S_{\alpha i}$, $S_{\beta k}$ — операторы компонент спинов магн. ионов, расположенных в узлах α и β; $J^{\alpha\beta}_{ik}$ — тензор, описывающий их взаимодействие; A^{α}_{i} — константа одноионной анизотропии. Первый член содержит как обычную изотропную часть ($i = k$), к-рая описывает обменное взаимодействие, так и анизотропную часть ($i \neq k$). Последняя описывает анизотропию, обусловленную межионным взаимодействием, а также С. ф. Ответственная за С. ф. часть гамильтониана может быть представлена в виде $\boldsymbol{d}^{\alpha\beta}\,[\boldsymbol{S}_\alpha \boldsymbol{S}_\beta]$. Вектор Дзялошинского $\boldsymbol{d}^{\alpha\beta}$ соответствует константе d в разложении (3). В рассмотренных выше тригональных кристаллах $\boldsymbol{d}^{\alpha\beta}$ направлен параллельно оси Oz ($d = d^{\alpha\beta}_{z}$).

Второй член описывает одноионную анизотропию, и обычно коэф. A^{α}_{i} не зависят от номера узла. Однако в нек-рых тетрагональных кристаллах оси симметрии в двух эквивалентных узлах элементарной ячейки повёрнуты на 90° и соответственно $A^{1}_{x} = -A^{2}_{y} = -A^{1}_{y} = A^{2}_{x}$. В этом случае С. ф. обусловлен не анизотропным обменом, а одноионной анизотропией.

Фазовые переходы. В отличие от обычных антиферромагнетиков, в антиферромагнетиках со С. ф. при $T > T_N$ магн. поле вызывает антиферромагн. упорядочение с вектором $\boldsymbol{L}$, перпендикулярным приложенному полю. Подобно ферромагнетикам у антиферромагнетиков со С. ф. в магн. поле (параллельном С. ф. моменту) нет различия в магн. симметрии при темп-рах выше и ниже критической [9]. С этим обстоятельством связано возникновение показанного на рис. 3 пика магн. восприимчивости.

В кристаллах, у к-рых симметрия допускает существование С. ф., наблюдаются специфич. *магнитные фазовые переходы*. Во-первых, переходы, обусловленные изменением с темп-рой соотношения констант магн. анизотропии, приводящие к повороту $\boldsymbol{L}$ от одного кристаллографич. направления к другому. В результате такого поворота антиферромагнетик может переходить из состояния со С. ф. в чисто антиферромагн. состояние (переход Морина в α-Fe_2O_3) или в состояние, где С. ф. сохраняется, но происходит соответствующий поворот вектора СФМ. Подобные *ориентационные фазовые переходы* в нек-рых ортоферритах и ортохромитах происходят постепенно, и процесс переориентации ограничен сверху и снизу по темп-ре двумя фазовыми переходами 2-го рода [7]. Во-вторых, наблюдаются фазовые переходы из чисто антиферромагн. состояния в состояние со С. ф. под действием магн. поля. Такие переходы происходят в легкоосных антиферромагнетиках, если $\boldsymbol{H}$ приложено перпендикулярно лёгкой оси. Магн. поле вызывает поворот вектора $\boldsymbol{L}$ в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, и возникновение СФМ вдоль $\boldsymbol{H}$. В четырёхподрешёточных антиферромагнетиках возможен индуцированный магн. полем переход 1-го рода в состояние со С. ф., сопровождающийся перестройкой АС.

В веществах, симметрия к-рых допускает существование С. ф., но анизотропия такова, что вещество переходит в чисто антиферромагн. состояние, в области вблизи T_N могут наблюдаться аномалии в температурной зависимости восприимчивости, аналогичные показанной на рис. 3.

Свойства некоторых антиферромагнетиков со слабым ферромагнетизмом

Соединения	Кристаллич. структура	T_N, К	H_E, кЭ	H_D, кЭ	$\varphi=H_D/H_E$
α-Fe_2O_3	тригональная	950	8700	1,9	0,001
$NiCO_3$	—»—	25	240	90	0,37
NiF_2	тетрагональная	73	280	1,8	0,006
$ErFeO_3$	ромбическая	636	—	—	0,009

Лит.: 1) Smith I., The magnetic properties of hèmatite, «Phys. Rev.», 1916, v. 8, p. 721; 2) Matarrese L. M., Stout J. W., Magnetic anisotropy of NiF_2, «Phys. Rev.», 1954, v. 94, p. 1792; 3) Боровик-Романов А. С., Орлова М. П., Магнитные свойства карбонатов кобальта и марганца, «ЖЭТФ», 1956, т. 31, с. 579; 4) Дзялошинский И. Е., Термодинамическая теория «слабого» ферромагнетизма антиферромагнетиков, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 1547; 5) Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; 6) Birss R., Symmetry and magnetism, Amst., 1964; 7) Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М., 1979; 8) Moriya T., Weak ferromagnetism, в кн.: Magnetism, ed. by G. T. Rado, H. Suhl, v. 1, N. Y.— L., 1963; 9) Боровик-Романов А. С., Лекции по низкотемпературному магнетизму, Новосиб., 1976.

А. С. Боровик-Романов.

СЛЕД (шпур) **матрицы** — сумма элементов гл. диагонали квадратной *матрицы*. Обозначается TrA или SpA. С. матрицы $A = \| a_{ij} \|$ порядка n есть $\mathrm{Tr}A = \sum_{i=1}^{n} a_{ii}$. Свойства С.: $\mathrm{Tr}(A + B) = \mathrm{Tr}A + \mathrm{Tr}B$, $\mathrm{Tr}(\alpha A) = \alpha\mathrm{Tr}A$, $\mathrm{Tr}A' = \mathrm{Tr}A$, $\mathrm{Tr}(AB) = \mathrm{Tr}(BA)$, $\mathrm{Tr}(A \times B) = \mathrm{Tr}A\,\mathrm{Tr}B$, $\mathrm{Tr}(A^+) = (\mathrm{Tr}A)^*$. С. A равен сумме всех собств. значений матрицы A, причём каждое собств. значение считается столько раз, какова его алгебраич. кратность.

С. И. Азаков.

СЛОЖЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ЗАКОН — определяет связь между значениями скорости материальной точки по отношению к разл. *системам отсчёта*, движущимся друг относительно друга. В нерелятивистской физике, когда рассматриваются скорости, малые по сравнению со скоростью света c, справедлив закон сложения скоростей Галилея:

$$\boldsymbol{u}'=\boldsymbol{u}-\boldsymbol{v}, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{u}$ и $\boldsymbol{u}'$ — скорости частицы в двух *инерциальных системах отсчёта* K и K' соответственно (система K' движется относительно K со скоростью $\boldsymbol{v}$). Если скорости движения близки к c, то ф-ла (1) неприменима и справедлив С. с. з. частной (специальной) *относительности теории*:

$$u'_{\parallel}=\frac{u_{\parallel}-v}{1-u_{\parallel}v/c^2},\quad u'_{\perp}=\frac{u_{\perp}\sqrt{1-v^2/c^2}}{1-u_{\parallel}v/c^2}, \qquad (2)$$

где $u_{\parallel}(u'_{\parallel})$ и $u_{\perp}(u'_{\perp})$ — проекции скорости частицы в системе отсчёта $K(K')$ на направления параллельное и