

взаимодействия, так и группа $SU(3)$ сильного взаимодействия являются подгруппами единой группы, характеризующейся единой константой калибровочного взаимодействия. В ещё более фундам. моделях эти взаимодействия объединяются с гравитационными (т. н. *суперобъединение*).

Лит.: В у Ц. С., Мошковский С. А., Бета-распад, пер. с англ., М., 1970; В а й н б е р г С., Единые теории взаимодействия элементарных частиц, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 118, в. 3, с. 505; Т е й л о р Д ж., Калибровочные теории слабых взаимодействий, пер. с англ., М., 1978; На пути к единой теории поля. Сб. ст., переводы, М., 1980; О к у н ь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990. Д. Б. Окунь.

СЛАБИЙ ГИПЕРЗАРЯД — см. Гиперзаряд.

СЛАБИЙ ИЗОСПИН — см. Изотопический спин.

СЛАБИЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ — существование в антиферромагнетиках спонтанного ферромагн. момента (СФМ), величина к-рого мала по сравнению с намагниченностью подрешёток. С. ф. существует у большого числа антиферромагнетиков; наблюдался в природных кристаллах гематита ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) задолго до того, как было открыто явление антиферромагнетизма [1]. Долгое время считалось, что наблюдаемый ферромагнетизм обусловлен примесями других, ферромагн. окислов железа, пока это явление не было обнаружено в химически чистых образцах NiF_2 [2] (см. табл.), MnCO_3 и CoCO_3 [3]. После этого была построена термодинамич. теория С. ф. в антиферромагнетиках (И. Е. Дзялошинский, 1957, [4]).

Вещества со С. ф. обнаруживают характерную магн. анизотропию. СФМ направлен либо вдоль одного выделенного кристаллографич. направления, либо в плоскости, перпендикулярной гл. оси тригональных или гексагональных кристаллов (базисная плоскость). Типичные кривые намагничивания показаны на рис. 1

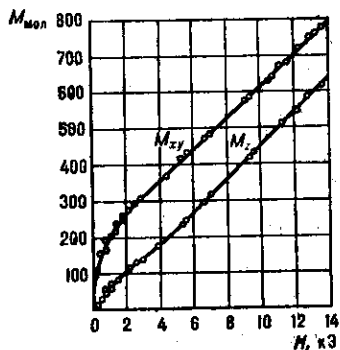


Рис. 1. Зависимость молярной намагниченности $M_{\text{мол}}$ от внешнего поля H , приложенного вдоль тригональной оси Oz (M_z) и перпендикулярно ей (M_{xy}) при $T = 4,2\text{K}$.

на примере MnCO_3 . При любом направлении магн. поля H в базисной плоскости xy возникает параллельная ему намагниченность M_{xy} , к-рая зависит от H (начиная с полей ~ 1 кЭ) по закону:

$$M_{xy} = \sigma_D + \chi_{xy} H, \quad (1)$$

где $\sigma_D = \chi_{xy} H_D$ — величина СФМ, $\chi_{x,y}$ — магн. восприимчивость в плоскости xy , H_D — эфф. поле Д з я л о ш и н с к о г о. Если вектор H направлен перпендикулярно базисной плоскости (вдоль оси Oz), то

$$M_z = \chi_z H. \quad (2)$$

Величина σ_D составляет небольшую долю от намагниченности подрешёток M_n (n — номер подрешётки). Температурная зависимость $\sigma_D(T)$ (рис. 2) аналогична $M_n(T)$, если в веществе при изменении T не происходит перехода из одной антиферромагн. структуры (АС) в другую. Для температурной зависимости $\chi_{xy}(T)$ характерно наличие острого максимума в Нееля точке ($T = T_N$) (рис. 3).

С. ф. возникает в тех антиферромагнетиках, группа магнитной симметрии к-рых допускает одновременно как антиферромагн., так и ферромагн. упорядочение. Найдены все пространств. и точечные группы магн. симметрии, допускающие существование С. ф. [5, 6].

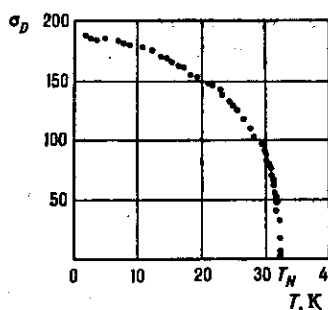


Рис. 2. Температурная зависимость σ_D для CoCO_3 (в единицах СГСМ на моль).

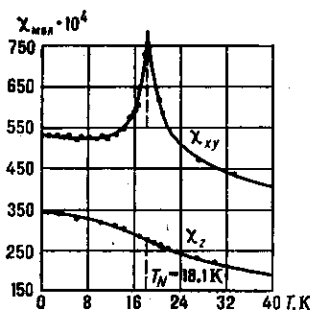


Рис. 3. Температурная зависимость молярной магнитной восприимчивости для CoCO_3 .

Термодинамическая теория С. ф. основана на разложении термодинамич. потенциала Φ по компонентам векторов антиферромагнетизма L и намагниченности M , являющихся линейными комбинациями M_n (напр., в двухподрешёточном антиферромагнетике $L = M_1 - M_2$, $M = M_1 + M_2$). Это разложение должно быть инвариантным относительно всех преобразований симметрии пространственной группы кристалла. Многие группы допускают в разложении Φ существование членов вида $L_i M_k$ ($i, k = x, y, z$). Их наличие приводит к тому, что при установлении антиферромагн. упорядочения с $L_i \neq 0$ возникает СФМ M_k , величина к-рого может быть рассчитана из ур-ний, получающихся при минимизации Φ . В случае тригональных структур, обладающих пространственной группой D_{3d}^5 ,

$$\Phi = \Phi_0 + (A/2)L^2 + (B/2)M^2 + (a/2)L_z^2 + (b/2)M_z^2 + d(L_x M_y - L_y M_x). \quad (3)$$

Коэффициенты при изотропных членах (A и B), обусловленные обменным взаимодействием, во много раз больше коэффициентов при анизотропных релятивистских членах (a, b, d). Коэф. B является осн. константой обменного взаимодействия, определяющей эффективное обменное магн. поле $H_x = BL/2$. Минимизация (3) при заданном значении L^2 даёт два решения:

1) $L \parallel Oz$ ($L_x = L_y = 0$) и $M = 0$ — такой магн. структурой обладают FeCO_3 и низкотемпературная модификация $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$;

2) $L \perp Oz$ и $M_x = (d/B)L_y$, $M_y = (d/B)L_x$, $M_z = 0$. При этом возникает СФМ

$$\sigma_D = \sqrt{M_x^2 + M_y^2} = (d/B)L. \quad (4)$$

Этот СФМ мал ввиду малости отношения d/B . Такой магн. структурой обладают MnCO_3 , CoCO_3 , NiCO_3 и высокотемпературная модификация $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Если включить в потенциал член с магн. полем, то минимизация Φ приводит к ф-лам (1) и (2), в к-рых $\chi_{xy} = 1/B$, а $\chi_z = 1/(B + b)$.

Вектор σ_D перпендикулярен L . Поэтому в веществах со С. ф. векторы намагниченности подрешёток не направлены строго антипараллельно, а отклоняются на небольшой угол $\phi = H_D/H_x = 2d/B$ от оси антиферромагнетизма (рис. 4, а). В принципе возможен

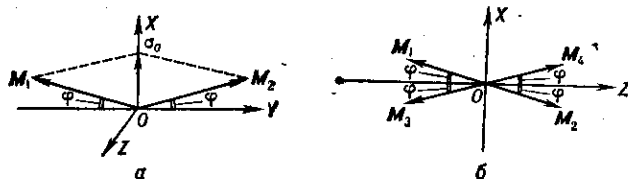


Рис. 4. Образование за счёт сноса векторов намагниченности подрешёток M_n : а — слабого ферромагнетизма в двухподрешёточном антиферромагнетике; б — антиферромагнитной структуры с четырьмя скрещенными подрешётками.