

Найдем уровни $|A_\alpha\rangle$ -состояния $\omega_0(\gamma, \lambda_{01}^2)$ из (8) и подставим их значения в однородное фредгольмовское уравнение (5). Уравнение (5) имеет ненулевое решение только при определенных значениях $\omega_0(\gamma)$, не совпадающих с корнями уравнения (8), поэтому

$$c(\omega) = 0. \quad (9)$$

Выражения (7) и (9) через равенство (4) полностью определяют волновую функцию $\psi_{\beta\alpha}(\vec{k})$ и связанную с ней уравнением Шредингера функцию $\chi_{\beta\alpha}(\vec{k}, \vec{l})$

$$\chi_{\beta\alpha}(\vec{k}, \vec{l}) = - \frac{\lambda_{02} [u_k C_\beta^+ \vec{\sigma} \vec{k} b_\gamma \psi_{\gamma\alpha}(\vec{l}) + u_l C + \vec{\sigma} \vec{l} b_\gamma \psi_{\gamma\beta}(\vec{k})]}{\sqrt{2} (m_A - m_c - \omega_l - \omega_k - i\epsilon)}$$

Из-за однородности уравнения (7) вклад функции $C(\omega)$ в волновую функцию одночастичных состояний исчезает.

Для рассматриваемой псевдоскалярной модели сохраняется качественный результат скалярной модели [11]: поскольку и та и другая модели содержат в волновой функции и характеристическом уравнении по одному резонансному множителю, то и в псевдоскалярной модели возможно появление двух одночастотных $|A_\alpha\rangle$ -состояний, соответствующих одному затравочному, при достаточно сильной связи γ . Это следует из уравнения (8) и неравенства $W(\gamma_k, 1) > 1$, где

$$\gamma_k = \left[\int \frac{d\vec{k} k^2 u^2(\omega)}{(b - \omega)^2} \right]^{-1}$$

критическое значение перенормированной постоянной связи [3].

Основное отличие от скалярной модели для одночастичных состояний заключается в угловой зависимости волновых функций (4) и увеличении степени расходимости интегралов на два порядка (из-за множителя $(\vec{\sigma} \vec{k})^2$). Более существенные отличия, возникающие при рассмотрении рассеяния θ -частиц, будут исследованы особо.

В заключение приносим глубокую благодарность В. И. Григорьеву за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vaughn M. T. Nuovo Cim., 40A, 803, 1965.
2. Lee T. D. Phys. Rev., 95, 1329, 1954.
3. Челлен Г., Паули В. «Успехи физич. наук», 60, 425, 1956.
4. Швебер С. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля. М., ИЛ, 1963.
5. Gopz J. V. Phys. Rev., 139B, 751, 1965.
6. Гостев В. Б., Френкин А. Р. ДАН СССР, 169, 1300, 1966; 170, 803, 1966.
7. Haber-Schaim V., Thirring. Nuovo Cim., 2, 100, 1955.
8. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 33, 1488, 1957.
9. Chew N. Phys. Rev., 132, 2756, 1963.
10. Михлин С. Г., Смолицкий Х. Л. Приближенные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений. М., «Наука», 1965.
11. Гостев В. Б. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астроном., № 5, 48, 1966; № 6, 49, 1966.

Поступила в редакцию
21. 6 1967 г.

Кафедра
квантовой теории

УДК 538.245

Н. В. ВОЛКОВА

ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ ОБМЕННЫХ ИНТЕГРАЛОВ ДЛЯ ФЕРРИТОВ С ДВУМЯ СОРТАМИ МАГНИТНЫХ ИОНОВ

Как известно, магнитные свойства ферритов определяются обменными взаимодействиями внутри и между подрешетками. В частности, зная обменные интегралы, можно построить температурные зависимости намагниченностей подрешеток феррита.

В действительности, теоретически вычислить обменные интегралы невозможно. Поэтому они определяются из экспериментальных данных о самопроизвольной намагниченности или парамагнитной восприимчивости. Эта задача легко решается на основе уравнений Нееля [1], когда в феррите присутствует только один магнитный ион. В этом случае имеется три обменных интеграла, два из которых — I_{AA} , I_{BB} описывают взаимодействия двух ионов внутри тетраэдрической подрешетки A и октаэдрической подрешетки B , а I_{AB} описывает взаимодействие двух ионов, находящихся в A и B подрешетках.

Однако большинство ферримagnetиков обладают двумя или большим числом магнитных ионов разного сорта и соответственно большим числом параметров, которые практически невозможно определить из эксперимента. Задача упрощается в ферритах, у которых разные магнитные ионы находятся в разных подрешетках.

Суммарная намагниченность одного g -иона такого феррита записывается в виде

$$J = xI_A + yI_B, \quad (1)$$

где x , y — количество ионов в A и B местах,
 I_A , I_B — намагниченности одного g -иона в A и B местах.

В парамагнитной области:

$$I_A = \frac{C_A}{T} (H + h_A), \quad I_B = \frac{C_B}{T} (H + h_B),$$

где C_A , C_B — постоянные Кюри ионов в узлах A и B ,

H — внешнее магнитное поле,

h_A , h_B — внутренние молекулярные поля.

Уравнение Нееля, которое описывает феррит с одним магнитным ионом, в парамагнитной области имеет вид

$$J = \lambda J_A + \mu J_B, \quad (2)$$

причем

$$J_A = \frac{C}{T} (H + h_A).$$

$$J_B = \frac{C}{T} (H + h_B).$$

а

$$\lambda + \mu = 1.$$

Если положить

$$I_A = \frac{C_A}{C} J_A, \quad I_B = \frac{C_B}{C} J_B, \quad (3)$$

$$\lambda = \frac{x C_A}{C} \quad \text{и} \quad \mu = \frac{y C_B}{C}, \quad (4)$$

а $x C_A + y C_B = C$, то уравнение (1) переходит в уравнение (2). При этом переменные I_A и I_B связаны с молекулярными полями прежним образом:

$$h_A = n \alpha x I_A + n y I_B = n \alpha \lambda J_A + n \mu J_B,$$

$$h_B = n \beta y I_B + n x I_A = n \beta \mu J_B + n \lambda J_A.$$

Следовательно, зная температурный ход парамагнитной восприимчивости и используя соотношение (4), можно определить коэффициенты α , β , n для ферритов, у которых в каждой подрешетке имеется один сорт магнитного иона.

В качестве примера было проведено определение коэффициентов молекулярного поля из парамагнитной восприимчивости для феррита $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{0,5}[\text{Gr}_{2,0}\text{O}_4]$, у которого ионы Fe^{3+} находятся только в тетраэдрических местах, а ионы Gr^{3+} — в октаэдрических. Поэтому можно рассчитать коэффициенты молекулярного поля описанным выше способом.

На рис. 1 приведена измеренная нами температурная зависимость парамагнитной восприимчивости феррита $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{0,5}\text{Gr}_{2,0}\text{O}_4$. Параметры λ и μ определялись по форму-

лам (4). Из двух возможных решений для α , β , n выбрано то, которое соответствует типу R, по Неелю, кривой $\sigma_s(T)$ (см. рис. 2). Получено, что $\alpha = -0,99$, $\beta = -0,93$, $n = 332$.

Температура Кюри данного образца ($\theta = 90^\circ\text{K}$) определялась методом термодинамических коэффициентов [2]. На рис. 2 нанесена также кривая температурной зависимости термодинамического коэффициента $\alpha'(T)$. Точка пересечения этой кривой с осью абсцисс — температура Кюри.

По найденным значениям α , β , n были рассчитаны обменные интегралы по формулам

$$J_{AA} = \frac{Ng_A g_B \mu_B^2}{2} \frac{na}{4}, \quad J_{AB} = -\frac{Ng_A g_B \mu_B^2}{2} \frac{n}{6}, \quad J_{BB} = \frac{Ng_A g_B \mu_B^2}{2} \frac{n\beta}{3}$$

Оказалось, что $J_{AA} = -69^\circ\text{K}$, $J_{AB} = -46,7^\circ\text{K}$, $J_{BB} = -87^\circ\text{K}$. Таким образом, у этого феррита, обладающего аномальной кривой температурной зависимости самопроизвольной намагниченности, взаимодействие между двумя ионами, находящимися в разных подрешет-

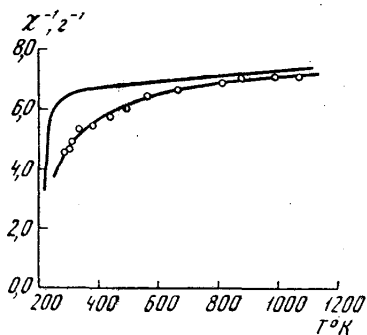


Рис. 1. Температурная зависимость парамагнитной восприимчивости феррита $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}[\text{Cr}_{2,0}]\text{O}_4$.
○ — экспериментальная кривая,
— теоретическая кривая по найденным α , β и n

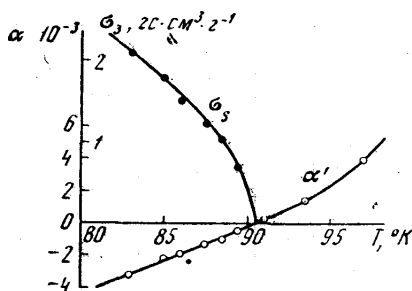


Рис. 2. Температурная зависимость самопроизвольной намагниченности феррита $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{0,5}[\text{Cr}_{2,0}]\text{O}_4$ и термодинамического коэффициента α

ках, не является основным. Ранее [3] было показано, что для феррита $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4$ взаимодействие двух ионов в разных подрешетках является основным. По-видимому, ослабление этого взаимодействия связано с тем, что введение менее крупного иона Cr^{3+} ($r_{\text{Cr}^{3+}} = 0,64 \text{ \AA}$) в октаэдрические места вместо иона Fe^{3+} ($r_{\text{Fe}^{3+}} = 0,67 \text{ \AA}$) приводит к уменьшению угла тетраэдрический катион — анион — октаэдрический катион. Этот результат согласуется с выводами Гортера [4], изучавшим зависимость температуры Кюри от состава для системы ферритов $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$, о наличии больших ВВ-взаимодействии в этой системе.

В заключение выражаю благодарность К. П. Белову и А. Н. Горяге за обсуждение результатов и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Neel L. Ann. Phys., 3, 137, 1948.
2. Белов К. П., Горяга А. Н. «Физика металлов и металловед.», 2, 3, 1956.
3. Горяга А. Н., Волкова Н. В. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 2, 75, 1967.
4. Гортер Е. В. «Успехи физич. наук», 57, 279, 435, 1955.

Поступила в редакцию
4. 7 1967 г.

Кафедра
общей физики