

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА $\text{Er}_2\text{Cu}_2\text{O}_5$

В.П.Плахтий, М.Боннэ¹⁾, И.В.Голосовский,
Б.В.Милль²⁾, Е.Рудо¹⁾, Э.И.Федорова

По данным нейтронной дифракции при 1,9 К магнитные моменты меди ($1,0 (1) \mu_B$) направлены по оси b и образуют чередующиеся по знаку ферромагнитные слои, параллельные плоскости ab . Магнитные моменты $\text{Er}1 (5,36(5) \mu_B)$ и $\text{Er}2(3,96(7) \mu_B)$ лежат в плоскости bc .

В ряду изоморфных соединений $\text{R}_2\text{Cu}_2\text{O}_5$ ($\text{R} = \text{Tb} - \text{Lu}$) наблюдается большое разнообразие магнитных свойств¹, что, очевидно, связано со значительной поляризацией редкой земли. В нашей предыдущей работе² сообщалось об упорядочении спинов Cu^{2+} в отсутствие магнитной редкоземельной подсистемы ($\text{Lu}_2\text{Cu}_2\text{O}_5$). Здесь мы приводим магнитную структуру $\text{Er}_2\text{Cu}_2\text{O}_5$, полученную по данным нейтронной дифракции.

Однофазный поликристаллический образец был синтезирован по технологии¹. В связи с тем, что в работе¹ наблюдались два максимума магнитной восприимчивости ($T_N = 24 \text{ К}$ и $T_1 = 12 \text{ К}$), были измерены три нейтронограммы при температурах 30 К, 16 К и 1,9 К. Измерения проводились на дифрактометре с позиционночувствительным детектором реактора СИЛОЭ.

Систематика магнитных отражений при обеих температурах ниже T_N указывает на то, что волновой вектор магнитной структуры $\mathbf{k} = 0$. Базисными функциями четырех неприводимых представлений группы этого волнового вектора являются

$$\begin{aligned} \Gamma_1(G_i^x, A_i^y, C_i^z; g_i^x, a_i^y, c_i^z), \\ \Gamma_2(A_i^x, G_i^y, F_i^z; a_i^x, g_i^y, f_i^z), \\ \Gamma_3(F_i^x, C_i^y, A_i^z; f_i^x, c_i^y, a_i^z), \\ \Gamma_4(C_i^x, F_i^y, G_i^z; c_i^x, f_i^y, g_i^z), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_i &= \frac{1}{2} (\mathbf{S}_{i1} + \mathbf{S}_{i2} + \mathbf{S}_{i3} + \mathbf{S}_{i4}), \\ \mathbf{C}_i &= \frac{1}{2} (\mathbf{S}_{i1} + \mathbf{S}_{i2} - \mathbf{S}_{i3} - \mathbf{S}_{i4}), \\ \mathbf{G}_i &= \frac{1}{2} (\mathbf{S}_{i1} - \mathbf{S}_{i2} + \mathbf{S}_{i3} - \mathbf{S}_{i4}), \\ \mathbf{A}_i &= \frac{1}{2} (\mathbf{S}_{i1} - \mathbf{S}_{i2} - \mathbf{S}_{i3} + \mathbf{S}_{i4}) \end{aligned}$$

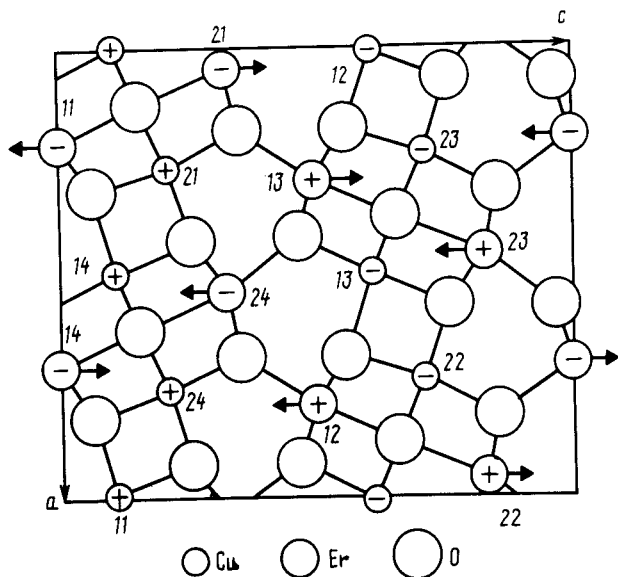
для моментов \mathbf{S}_{ij} меди и $\mathbf{f}_i, \mathbf{c}_i, \mathbf{g}_i, \mathbf{a}_i$ — аналогичные комбинации моментов \mathbf{S}_{ij} эрбия. Здесь индекс $i = 1, 2$ относится к двум неэквивалентным подрешеткам атомов меди (эрбия), занимающих общие четырехкратные позиции пространственной группы $C_{2v}^9 (Pna2_1)$: 1 — (x_i, y_i, z_i) ; 2 — $(\bar{x}_i, \bar{y}_i, 1/2 + z_i)$; 3 — $(1/2 - x_i, 1/2 + y_i, 1/2 + z_i)$; 4 — $(1/2 + x_i, 1/2 - y_i, z_i)$. В расчетах интенсивности магнитных отражений по методу³ использовались приведенные выше базисные функции и координаты атомов $\text{Cu}1 (0,9908, 0,6692, 0,1121)$, $\text{Cu}2 (0,2603, 0,6488, 0,2140)$, $\text{Er}1 (0,2064, 0,2215, 0)$, $\text{Er}2 (0,0401, 0,2186, 0,3297)$, по-

¹⁾ Центр ядерных исследований, Гренобль, Франция.

²⁾ МГУ им. М.В.Ломоносова.

лученные интерполяцией между $\text{Ho}_2\text{Cu}_2\text{O}_5$ ⁴ и $\text{Lu}_2\text{Cu}_2\text{O}_5$ ⁵. (При нашей длине волны $\lambda = 2,488 \text{ \AA}$ число ядерных отражений было недостаточно для определения координат с необходимой точностью). Соотношение интенсивностей однозначно свидетельствует о том, что в кристалле во всем интервале температур $1,9 \text{ K} < T < T_N$ реализуется представление Γ_1 , для которого наилучшие расчетные значения приведены в табл. 1 в сравнении с экспериментальными величинами. В случае представления Γ_2 $I_{003}/I_{201} \approx 3$, для Γ_3 $I_{003}/I_{201} = 0$, а для Γ_4 должны вообще отсутствовать все отражения (001, 201, 003 ...), обусловленные модой **A(a)**.

| hkl | T = 1,9 K | | T = 16 K | |
|-----------|-----------|------------|-----------|------------|
| | I_{obs} | I_{calc} | I_{obs} | I_{calc} |
| 001 | 173 (2) | 172 | 75 (2) | 67 |
| 100 | 52 (2) | 55 | 38 (2) | 38 |
| 101 | 66 (2) | 68 | 34 (2) | 35 |
| 200 + 102 | 107 (3) | 98 | 56 (2) | 56 |
| 201 | 333 (3) | 324 | 188 (3) | 184 |
| 003 | 205 (3) | 214 | 122 (3) | 123 |
| 202 | 26 (2) | 20 | 14 (2) | 10 |
| 103 | 1 (2) | 1 | 3 (2) | 6 |
| 300 | 16 (2) | 21 | 14 (2) | 11 |
| 020 + 301 | 11 (2) | 8 | 4 (2) | 5 |
| R % | 5,1 | | 4,6 | |



Магнитная структура $\text{Er}_2\text{Cu}_2\text{O}_5$. Знаки +, - относятся к составляющим вдоль оси **b**, стрелками показаны проекции на ось **c**

Магнитная структура изображена на рисунке. Моменты меди направлены по оси **b** (A_1^y , A_2^y). Редкая земля поляризована в плоскости **bc** ($-a_1^y - a_2^y$, $-c_1^z$, c_2^z). Значения компонент магнитных моментов приведены в табл. 2. Мы не обнаружили изменения магнитной структуры при температуре $T_1 = 12 \text{ K}$, соответствующей второму максимуму восприм-

| T, K M, μ_B | 1,9 | 16 |
|----------------------|------------|------------|
| Cu M_y | 1,0 (1) | 0,85 (8) |
| Er1 M_y | - 4,92 (4) | - 3,51 (5) |
| Er1 M_z | 2,14 (6) | 1,52 (8) |
| Er1 M | 5,36 (5) | 3,82 (6) |
| Er2 M_y | - 3,14 (7) | - 2,55 (7) |
| Er2 M_z | - 2,42 (6) | - 1,93 (6) |
| Er2 M | 3,96 (7) | 3,20 (7) |

чивости, наблюдавшемуся в работе ¹. Более того, выше и ниже этой температуры сохраняется соотношение компонент a^y и c^z в обеих редкоземельных подрешетках. Изменяются с температурой лишь величины моментов Er1 и Er2. Обращает на себя внимание существенное их отличие и разная температурная зависимость, что указывает на различие величины расщепления основного дублета.

В заключение мы хотели бы поблагодарить В.В.Мартынова за рентгенфлюоресцентный анализ исследованного образца.

Литература

1. Kazei Z.A. et al. J. Magn. Mag. Mat., 1990, 84, in press.
2. Плахтуй В.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1990, 51, 45.
3. Rietveld H.H. J. Appl. Cryst., 1969, 2, 65.
4. Freund H.-R., Müller-Baschbaum Hk. Z. Naturforsch. B, 1977, 32, 609.
5. Freund H.-R., Müller-Baschbaum Hk. Z. Naturforsch. B, 1977, 32, 1123.

Ленинградский институт ядерной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 мая 1990 г.