

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

© 1995

**СОСТОЯНИЕ ВЫРОЖДЕННОГО
АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА В $ZnFe_2O_4$** *В.Г.Вологин, С.Ф.Дубинин*

Институт физики металлов

Уральского отделения Российской академии наук,
620219, Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 1 ноября 1994 г.)

Уже давно в работе Ванье [1] показано, что антиферромагнетизм в плоской треугольной решетке с короткодействующим обменом должен быть вырожденным.¹ Наиболее вероятно, по мнению Андерсона [2], эффект вырождения антиферромагнитного порядка в ферритах со структурой шпинели. Поясним это на примере цинкового феррита.

Антиферромагнитный порядок в $ZnFe_2O_4$ формируется ниже $T_N = 9$ К на октаэдрических узлах шпинели, занятых ионами трехвалентного железа, которые образуют в пространстве кристалла четыре гранецентрированных решетки. Магнитная структура $ZnFe_2O_4$ была определена по данным порошковой нейтронографии в [3]. Спиновая конфигурация примитивной ячейки представлена на врезке на рис. 1. Трансляционная симметрия этой ячейки в кристалле задается волновым вектором

$$\mathbf{q} = (101/2)2\pi/a. \quad (1)$$

Из рис. 1 видно, что из шести пар ближайших соседей только две пары ионов (1–4) и (2–3) имеют антипараллельные спины. В четырех остальных парах (1–2), (1–3), (2–4) и (3–4) спины в примитивной ячейке ортогональны. Антиферромагнитные обменные связи, не обеспечивающие антипараллельную ориентацию спинов, принято называть неправильными (или фрустрированными). Итак, в примитивной ячейке $ZnFe_2O_4$ 2/3 магнитных связей являются фрустрированными, возникающими вследствие топологической особенности структуры шпинели. Легко убедиться, что с такой концентрацией фрустрированных связей можно построить 24 различные спиновые конфигурации примитивной

¹ Треугольная решетка является двумерным аналогом гранецентрированной кубической решетки.

ячейки. В соответствии с [1,2] дальний порядок в топологически фрустрированных спин-системах является неустойчивым и разбивается на блоки с различными магнитными структурами. В этом и состоит эффект вырождения антиферромагнитного порядка. Вырождение происходит в силу того, что энергия спиновых конфигураций в блоках и переходных между блоками областях одинаково низка.

Разбиение антиферромагнетика на блоки должно сопровождаться на нейтронограмме уширением магнитных брэгговских рефлексов. Поскольку эффекты уширения могут быть невелики, то нейтронографические эксперименты по выявлению вырождения необходимо выполнять на монокристаллах с идеальной кристаллической структурой. В этом случае возможно получение пространственной картины распределения интенсивности магнитных рефлексов в обратной решетке; инструментальные ширины брэгговских рефлексов малы. Именно в такой постановке в данной работе предпринято нейтронографическое изучение основного магнитного состояния цинкового феррита.

Измерения по упругому рассеянию нейтронов были выполнены на монокристалле $ZnFe_2O_4$. Монокристаллический образец представлял собой тетраэдр со стороной $3 \cdot 10^{-3}$ м. Разброс блоков мозаики в кристалле составлял не более 10 угловых секунд. Направление [112] кристалла устанавливалось перпендикулярно плоскости, в которой проводились эксперименты. С целью выделения малых эффектов уширения магнитных брэгговских рефлексов измерения сделаны на нейтронном дифрактометре с абсолютным отсчетом угла. Точность отсчета угла составляет $20''$. Длина волны тепловых нейтронов $\lambda = 0.157$ нм. Дифрактометр снабжен криостатом, работающим в интервале температур 2.5–77 К.

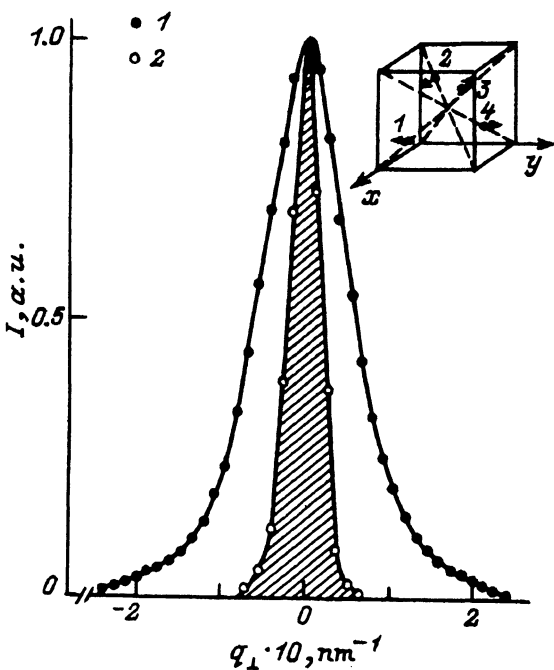


Рис. 1. Угловое распределение интенсивности $(\bar{1}01/2)$ (1) и $(\bar{1}\bar{1}1)$ рефлексов (2).

На врезке — магнитная структура примитивной ячейки цинкового феррита.

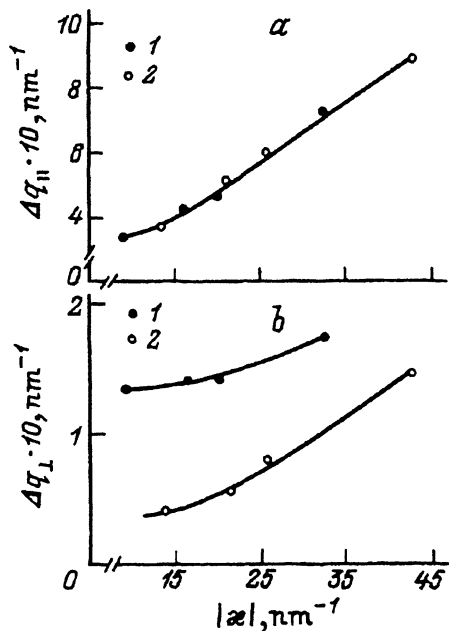


Рис. 2. Полуширины антиферромагнитных максимумов (1), измеренные вдоль $q_{||}$ (a), q_{\perp} (b), и инструментальные полуширины (2).

С целью выявления эффектов вырождения спин-системы $ZnFe_2O_4$ было измерено при 2.5 К угловое распределение интенсивности в плоскости (112) обратной решетки четырех антиферромагнитных рефлексов $(\bar{1}01/2)$, $(\bar{2}11/2)$, $(\bar{2}\bar{1}3/2)$ и $(\bar{3}\bar{2}5/2)$. Информация об инструментальном угловом разрешении получена нами из результатов по ядерному брэгговскому рассеянию в точках $(\bar{1}\bar{1}1)$, $(\bar{2}20)$, $(\bar{2}\bar{2}2)$ и $(\bar{3}\bar{3}3)$. Наиболее характерные данные обнаружены при сканировании пиков параллельно и перпендикулярно волновому вектору (1). Эти направления съемки рефлексов обозначены $q_{||}$ и q_{\perp} соответственно. Результаты эксперимента представлены на рис. 1, 2.

На рис. 1 изображен антиферромагнитный пик $(\bar{1}01/2)$ (1), измеренный вдоль q_{\perp} . Здесь же в относительных единицах указан ядерный рефлекс $(\bar{1}\bar{1}1)$ (2), снятый в той же геометрии. Из этого рисунка видно, что ширина магнитного пика превышает инструментальную величину примерно в 3 раза. Таким образом, пик $(\bar{1}01/2)$ необходимо считать максимумом магнитного диффузного рассеяния нейтронов.

Полуширины всей серии магнитных и ядерных рефлексов на плоскости волновой вектор-вектор рассеяния (\ast) представлены на рис. 2 темными и светлыми кружками соответственно. Из рис. 2, a, b видно, что диффузные максимумы уширены только в направлении q_{\perp} . Выделим из этого факта два важных следствия.

1) Первое касается методики наблюдения эффекта, а именно обнаруженное уширение антиферромагнитных максимумов можно фиксировать только на дифракционной картине монокристалла $ZnFe_2O_4$, поскольку на порошковой нейтронограмме \ast совпадает или близко по направлению с $q_{||}$. В пользу этого свидетельствуют результаты [3].

2) Максимумы магнитного диффузного рассеяния в обратной решетке имеют форму дисков.

Приведем теперь аргументы в пользу того, что дискообразная форма диффузного рассеяния с короткодействующим характером эффективных обменных взаимодействий в феррите цинка. В соответствии с [4] сечение квазиупругого диффузного рассеяния магнетиков с гранцентрированной кубической решеткой имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{1/\xi^2 + a_1 q_{\parallel}^2 + a_2 q_{\perp}^2}. \quad (2)$$

где q_{\parallel} — компонента волнового вектора вдоль \mathbf{q} , q_{\perp} — перпендикулярная компонента волнового вектора, ξ — корреляционная длина,

$$a_1 \sim J_1 - J_2, \quad a_2 \sim J_2, \quad (3)$$

$J_{1,2}$ — эффективные обменные взаимодействия ближайших и следующих за ними атомов соответственно.

Физические величины ξ , J_1 , J_2 , характеризующие ближний магнитный порядок сплава, можно определить из наилучшего описания эксперимента соотношением (2). К сожалению, из-за нескольких параметров подгонки в (2) корректное решение этой задачи затруднительно. Качественное же представление о характере обмена в феррите следует из простых соображений. Действительно, из формулы (2) видно, что экспериментально наблюдаемая анизотропия рассеяния в обратной решетке осуществима только при условии $a_1 \gg a_2$. А это неравенство, как видно из (3), выполняется в случае $J_1 \gg J_2$, т.е. в приближении ближайших соседей.

Корреляционная длина ближнего порядка определена нами по методике, подробно описанной в [5]. Она составляет около 20 нм.

Итак, нейтронографически в работе показано, что при $T = 2.5 \text{ K} \ll \ll 9 \text{ K} = T_N$ спин-система ZnFe_2O_4 состоит из областей ближнего порядка, т.е. представляет собой в основном состоянии вырожденный антиферромагнетик.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 93-02-2588) и Межотраслевой научно-технической программы «Нейтронные исследования вещества» (проект № 94-205).

Список литературы

- [1] Wannier G.H. Phys. Rev. **179**, 357 (1950).
- [2] Anderson P.W. Phys. Rev. **102**, 1008 (1956).
- [3] Ronig V., Bertayt E.F., Gros Y., Chol G. J. de Phys. **32**, C1-320 (1971).
- [4] Jshikawa Y., Kohgi M., Noda Y. J. Phys Jap. **39**, 5, 675 (1975).
- [5] Китайгородский А.И. Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел. М. (1952). С. 127-150.