

Число в ХЭТФ, том 12, стр. 356 – 359

5 октября 1970 г.

ЭФФЕКТ МАЛОУГЛОВОГО МАГНИТНОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ В ЖЕЛЕЗО-НИКЕЛЕВЫХ СПЛАВАХ

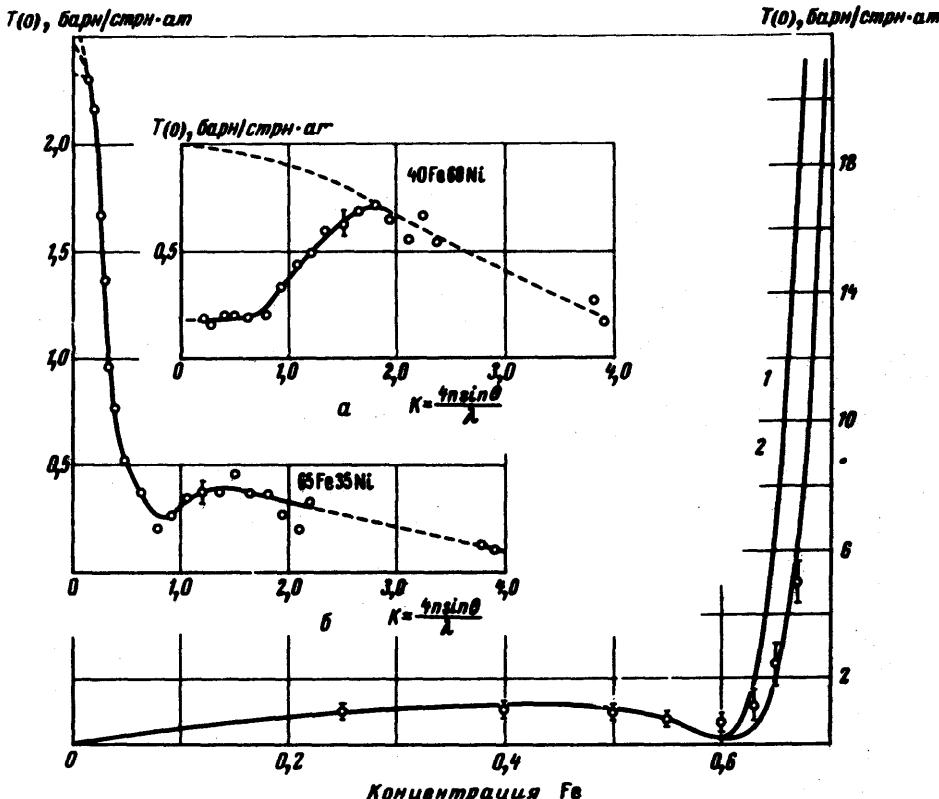
B.E.Архипов, A.З.Меньшиков, C.K.Сидоров

С целью выяснения особенностей магнитной структуры инварных сплавов исследовалось магнитное упругое диффузное рассеяние нейтронов на ГИк железо-никелевых сплавах следующих составов: 25, 40, 50, 55, 60, 63, 65, 67 ат.-% железа.

Сплавы выплавлялись в вакууме из чистых компонент и подвергались длительной гомогенизации при температуре 1100°С. Образцы имели форму параллелепипеда размером $20 \times 20 \times 2 \text{ mm}^3$ и закаливались от 1100°С в воду. Изучение диффузного рассеяния проводилось при температуре 100°К на нейтронном дифрактометре, установленном на горизонтальном канале реактора ИВ-2. Магнитное диффузное рассеяние выделялось с помощью магнитного поля напряженностью 5000 э. Коллимация нейтронного пучка была такова, что при $\lambda = 1,13 \text{ \AA}$ позволяла подойти на минимальный угол $2\theta = 1^\circ 30'$.

На рисунке приведены два характерных спектра магнитного диффузного рассеяния в ГИк – FeNi -сплавах. До 60% Fe у всех сплавов наблюдается первый

тил рассеяния (вставка *a*), а для сплавов большей концентрации – второй (вставка *b*). Таким образом, для сплавов инварной области (от 60% Fe и выше) наблюдается значительный эффект магнитного малоуглового рассеяния нейтронов, который увеличивается по мере повышения концентрации железа. Такое рассеяние на малые углы характерно для сплавов с наличием магнитных неоднородностей.



Концентрационная зависимость дифференциального сечения магнитного рассеяния вперед для ГИК FeNi -сплавов. Кривые 1 и 2 – теоретически рассчитанные зависимости $T(0)$ от концентрации соответственно для $\epsilon_{22} = 0$ и $\epsilon_{22} = -0,02$. Светлые кружки – экспериментальные значения; *a* – угловая зависимость диффузного магнитного рассеяния для сплава 40Fe 60Ni , *b* – то же для сплава 65Fe35Ni

Теория диффузного рассеяния нейтронов на неоднородных магнитных структурах рассмотрена Маршаллом [1]. В приближении ближайших соседей и с учетом корреляции в сплаве дифференциальный поперечник магнитного рассеяния вперед с точностью до коэффициента записывается следующим образом:

$$T(0) = c(1-c) \left(\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial c} \right)^2 + \frac{2c^2(1-c)^2}{z} \left(\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \epsilon_{22}} \right)^2 ,$$

где c – концентрация атомов сорта 2 (в нашем случае атомов железа), $\bar{\mu}$ – средний магнитный момент на атом сплава, z – число ближайших соседей, ϵ_{22} – параметр корреляции.

Выражение для среднего магнитного момента в совершенно неупорядоченных сплавах FeNi было получено Сидоровым и Дорошенко [2, 3] в приближении ближайших соседей и антиферромагнитного взаимодействия между атомами железа [4, 5]. Если учесть корреляцию в сплаве, то формула для среднего магнитного момента будет такой:

$$\bar{\mu}(c, \epsilon_{22}) = \left\{ 1 - c - z^2 \lambda_1 \lambda_2 c \left(c + \frac{\epsilon_{22}}{c} \right)^{12} \left[1 - \left(c + \frac{\epsilon_{22}}{c} \right)^{12} \right] \right\} \mu_1 + \\ + \left[c - z c \left(c + \frac{\epsilon_{22}}{c} \right)^{12} \lambda_2 \right] \mu_2 ,$$

где μ_1 и μ_2 — парциональные магнитные моменты атомов железа и никеля, равные соответственно $0,6$ и $2,8 \mu_B$. λ_1 и λ_2 — численные параметры, способ вычисления которых дан в (3). Для вычисления $T(0)$ необходимо знать производные $\partial \bar{\mu} / \partial c$ и $\partial \bar{\mu} / \partial \epsilon_{22}$. Они равны:

$$\frac{\partial \bar{\mu}}{\partial c} = \left[1 - 13z \lambda_2 \left(c + \frac{\epsilon_{22}}{c} \right)^{11} \left(c - \frac{11}{13} \frac{\epsilon_{22}}{c} \right) \right] \mu_2 - \left[1 + 13z^2 \lambda_1 \lambda_2 \left(c + \frac{\epsilon_{22}}{c} \right)^{11} \times \right. \\ \times \left. \left(c - \frac{11}{13} \frac{\epsilon_{22}}{c} \right) - 25z^2 \lambda_1 \lambda_2 \left(c + \frac{\epsilon_{22}}{c} \right)^{23} \left(c - \frac{23}{25} \frac{\epsilon_{22}}{c} \right) \right] \mu_1 , \\ \frac{\partial \bar{\mu}}{\partial \epsilon_{22}} = - 12z \lambda_2 \left(c + \frac{\epsilon_{22}}{c} \right)^{11} \left\{ \mu_2 + z \lambda_1 \left[1 - 2 \left(c + \frac{\epsilon_{22}}{c} \right)^{12} \right] \mu_1 \right\} .$$

На рисунке сплошные кривые 1 и 2 представляют собой теоретически расчитанные значения $T(0)$ для разупорядоченных сплавов ($\epsilon_{22} = 0$, кривая 1) и для сплавов с корреляцией¹⁾ ($\epsilon_{22} = -0,02$, кривая 2). Светлыми кружками нанесены экспериментальные значения $T(0)$, полученные путем экстраполяции на $K = 0$ угловой зависимости сечения магнитного рассеяния нейтронов. Для сплавов с первым типом рассеяния $T(0)$ определялась экстраполяцией по формфакторной зависимости поскольку магнитный момент для этих сплавов не зависит от корреляции.

Несмотря на неточности в определении $T(0)$ путем экстраполяции, а также довольно высокую температуру образцов (100°K), можно с уверенностью сказать, что между экспериментальными и теоретическими зависимостями наблюдается хорошее согласие.

Таким образом, впервые экспериментально обнаружен и теоретически обоснован эффект малоуглового магнитного рассеяния нейтронов в инварных желе-

¹⁾ Корреляция в сплавах определялась нами по диффузному ядерному рассеянию нейтронов на подобных сплавах с применением изотопа Ni^{62} . Она оказалась отрицательной и равной примерно $0,02 - 0,01$.

зо-никелевых сплавах, который указывает на существование в этих сплавах неоднородной магнитной структуры.

Авторы благодарны С.Г.Богданову и Ю.А.Дорофееву за помощь в эксперименте.

Институт физики металлов
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 августа 1970 г.

Литература

- [1] W.Marshall. J. Phys. (Proc. Phys. Soc.), Cl, №1, 88, 1968.
 - [2] С.К.Сидоров, А.В.Дорошенко. ФММ, 19, 786, 1965.
 - [3] С.К.Сидоров, А.В.Дорошенко. ФММ, 20, 44, 1965.
 - [4] Е.И.Кондорский. ЖЭТФ, 37, 1819, 1959.
 - [5] M.Hatherly, K.Hirakawa, R.D.Lowde, I.F.Mallet, M.W.Stingfellow. Proc. Phys. Soc., 84, 55, 1964.
-