

УДК 537.622.4:669.018.5

**ЛОКАЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ АТОМОВ Fe и Cr
В КВАЗИБИНАРНЫХ ТРОЙНЫХ СПЛАВАХ $Fe_{75}(Cr_xCo_{1-x})_{25}$**

С. Д. Антипов, Л. А. Кондрашова, П. Н. Стеценко

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

В данной работе исследовались локальные магнитные моменты атомов компонент тройных сплавов Fe—Cr—Co с приблизительно постоянным содержанием Fe (75 ат. %) и различной концентрацией Cr (от двойного сплава $Fe_{75}Cr_{25}$ до двойного сплава $Fe_{75}Co_{25}$).

Все сплавы выплавлялись из карбонильного железа и электролитических хрома и кобальта чистоты 99,9. После двойного переплава сплавы подвергались гомогенизирующему отжигу в вакуумной печи в течение 75—100 ч при температуре 1050° С, затем отжигу при 1150° С в течение двух часов в атмосфере He, и после этого была произведена закалка в 10%-ный раствор NaCl в воде. Рентгенограммы образцов, снятые на $Co-K_{\alpha}$ излучении, показали, что все сплавы имеют разупорядоченную ОЦК структуру.

Составы исследованных двойных и тройных сплавов, определенные с помощью микроанализатора «Geigerflex», приведены в таблице.

x	$H_{\text{ЭКС}}$, кЭ	$H_{1}^{\text{ВЫЧ}}$, кЭ	$H_{2}^{\text{ВЫЧ}}$, кЭ	$\bar{\mu}$ [μВ]	μ_{Fe} [μВ]	μ_{Cr} [μВ]
1,00	—265	—253	—253	1,56	2,3	—0,5
0,91	—280	—268	—270	1,59	2,4	—1,4
0,78	—290	—280	—286	1,70	2,5	—1,3
0,62	—300	—300	—309	1,81	2,5	—1,4
0,37	—320	—325	—334	1,98	2,6	—1,8
0,21	—340	—343	—350	2,17	2,7	—1,6
0,00	—365	—369	—369	2,42	2,7	—

По измерениям намагниченности насыщения образцов сплавов на вибрационном магнитометре в полях ~ 12 кЭ были определены средние магнитные моменты на атом сплава. Величины $\bar{\mu}$ сплавов представлены в таблице и на рис. 1 (кривая 1).

Сплавы исследовались также методом эффекта Мёссбауэра. Источником являлся изотоп ^{57}Co на палладиевой подложке. Все спектры имеют сложную структуру (рис. 2). При замещении атомами Co атомов Cr средние эффективные поля на ядрах Fe возрастают от ~ 265 кЭ для двойного сплава Fe—Cr до ~ 365 кЭ для сплава Fe—Co. Их значения представлены в таблице. Отметим, что, как и в системе Fe—Cr, линии спектров уширены по сравнению с линиями Армко-железа, что свидетельствует о наличии распределения эффективных полей на ядрах Fe, обусловленном ближайшими соседями атомов Fe.

Для двойного сплава Fe—Cr мёссбауэровский спектр с уширенными линиями рассматривался как результат наложения эффективных полей, обусловленных соответствующими вкладами соседей в различных координационных сферах атомов Fe. Поле сверхтонкого расщепления $H(n, t)$ для ядер ^{57}Fe атомов Fe с n примесными ближайшими и t примесными соседями во 2-й координационной сфере в сплаве

с атомной концентрацией примеси C представлялось соотношением

$$H_{Fe}(n, m) = H_{Fe}(1 + an + bm)(1 + kc). \quad (1)$$

В этом выражении H_{Fe} — сверхтонкое поле на ядрах чистого железа, a и b — коэффициенты пропорциональности для сверхтонкого поля, учитывающие влияние соответственно одного ближайшего и одного следующего ближайшего атома примеси. При этом предполагается, что влияние любого числа соседних примесей носит аддитивный характер и что расположение атомов в пределах одной координационной сферы не играет роли. Согласно результатам [1], для атомов Cr в качестве примеси $a = -0,083$, $b = -0,07$; для атомов Co в качестве примеси $a = 0,043$, $b = 0,021$. Множитель $(1 + kc)$ учитывает эффекты,

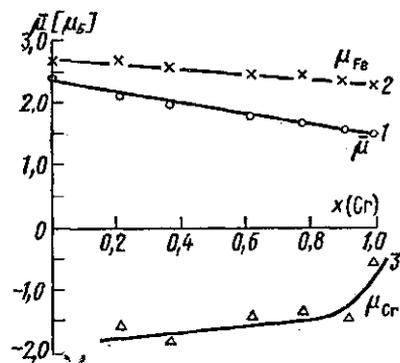


Рис. 1. Средний магнитный момент сплава μ (1) и магнитные моменты атомов Fe μ_{Fe} (2) и атомов Cr μ_{Cr} (3) в зависимости от содержания Cr в сплавах

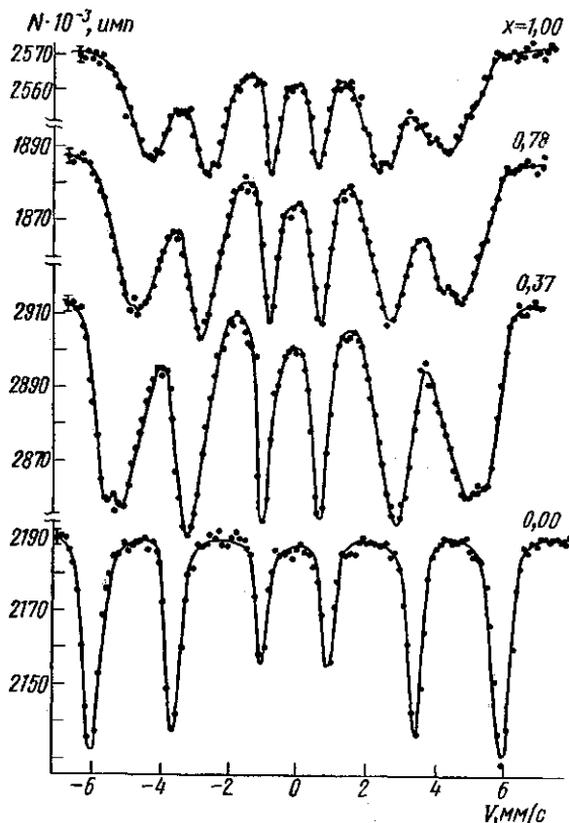


Рис. 2. Мёсбауэровские спектры сплавов $Fe_{75}(Cr_xCo_{1-x})_{25}$ при комнатной температуре

связанные с более отдаленными соседями. При концентрациях Cr и Co в сплавах больше 10 ат. % член kc остается постоянным и равным 0,05 для сплавов Fe—Cr и 0,04 для сплавов FeCo [2].

Если сплав с концентрацией примеси c полностью разупорядочен, то вероятности распределения атомов примеси в первых двух координационных сферах подчиняются статистическому распределению:

$$p_i(c, n, m) = \binom{8}{n} \binom{6}{m} C^{n+m} (1-c)^{14-n-m}.$$

Зная вклады отдельных соседей, можно оценить среднее эффективное поле на ядрах Fe: $\bar{H}_{Fe} = \frac{\sum p_i H_i}{\sum p_i}$.

В настоящей работе этот способ оценки среднего эффективного поля на ядрах Fe был применен к тройной системе Fe—Cr—Co. Так как коэффициенты, характеризующие вклад атома Co и Cr, известны только для двойных сплавов, то, предполагая, что они остаются такими же, можно рассчитать влияние атомов Co на H_{Fe} . В качестве нормирующего поля (H_{Fe}) в соотношении (1) использовалось поле, рассчитанное для бинарного сплава Fe—Cr соответствующей концентрации. Результаты этого расчета ($H_1^{вмч}$) приведены в таблице. Аналогичный расчет проводился с учетом вклада атомов Cr в матрицу двойного сплава Fe—Co (см. $H_2^{вмч}$ в таблице).

Индивидуальные магнитные моменты атомов Fe, Cr и Co экспериментально определены лишь в двойных сплавах. В данной работе оценивались магнитные моменты отдельных компонент, составляющих двойные и тройные сплавы, и были использованы следующие предположения.

1. В тройной системе средний магнитный момент на атом сплава представляет собой линейную комбинацию соответствующих атомных магнитных моментов μ_{Fe} , μ_{Cr} и μ_{Co} :

$$\bar{\mu} = \mu_{Fe}c_{Fe} + \mu_{Cr}c_{Cr} + \mu_{Co}c_{Co}. \quad (2)$$

2. Эффективное магнитное поле H_{Fe} является линейной функцией локального магнитного момента атомов Fe μ_{Fe} и среднего магнитного момента на атом сплава $\bar{\mu}$, т. е.

$$H_{Fe} = a'\mu_{Fe} + b'\bar{\mu}.$$

При расчете основные коэффициенты a' и b' выбирались такими же, как для двойных сплавов Fe с Cr и Co: $a' = 70 \text{ кЭ}/\mu_B$ и $b' = 80 \text{ кЭ}/\mu_B$. Поправочные коэффициенты при членах, учитывающих концентрационный вклад атомов Cr и Co, выбирались исходя из значений эффективных магнитных полей на ядрах Fe для двойных сплавов Fe—Cr и Fe—Co и значений μ_{Fe} , μ_{Cr} и μ_{Co} в этих сплавах по данным нейтронографических исследований двойных сплавов [3]. Окончательно используемая формула имела вид

$$H_{Fe} = 70\mu_{Fe} + (80 - 33c_{Co} - 54c_{Cr})\bar{\mu}. \quad (3)$$

Согласно нейтронографическим данным, магнитный момент атомов Co остается приблизительно постоянным и равным $1,8 \mu_B$ в широкой области концентраций не только в двойных сплавах Fe—Co, но и в тройных сплавах Fe—Cr—Co [4]. В настоящей работе для определения атомных моментов Cr по формуле (2) также использовалось значение $\mu_{Co} = 1,8 \mu_B$ независимо от состава сплава. Использование формулы (3) дало возможность оценить магнитные моменты, локализованные на атомах Fe в сплавах, из формулы (2) определялись магнитные моменты атомов Cr. Результаты вычислений приведены в таблице и на рис. 1 в виде концентрационной зависимости магнитного момента атомов Fe (кривая 2) и атомов Cr (кривая 3).

Сравнение вычисленных значений эффективных магнитных полей на ядрах атомов Fe с экспериментальными значениями свидетельствует о том, что в первом приближении можно говорить об аддитивности вкладов соседей в первых двух координационных сферах и для тройных сплавов Fe—Cr—Co.

Можно сделать также вывод о том, что магнитный момент, локализованный на атомах Fe, монотонно возрастает при увеличении содержания атомов Co в сплаве. Магнитный момент атомов Cr во всех сплавах также растет с увеличением содержания атомов Co в спла-

вах; он антипараллелен магнитному моменту образца, что согласуется с поведением магнитного момента атомов Сг в двойных сплавах Fe—Сг с содержанием Сг, меньшим 50 ат. % [3].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Вертхейм Дж. К. и др. В кн.: Эффект Мёссбауэра. Под ред. Н. А. Бурова и В. В. Скляревского. М.: Атомиздат, 1969, с. 260. [2] Schwartz L. M., Chandra D. Phys. Stat. Sol. (b), 1971, 45, p. 201. [3] Hasegawa H., Kanamori J. J. Phys. Soc. Japan, 1972, 33, p. 1607. [4] Ohara S. et al. J. Phys. Soc. Japan, 1977, 42, p. 1881.

Поступила в редакцию
13.01.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 3

УДК 535.375

ВРЕМЕННЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ СТОКСОВОЙ КОМПОНЕНТЫ ВКР

О. М. Вохник, Е. В. Зорина, В. И. Одинцов, Е. Г. Тренева

(кафедра оптики и спектроскопии)

Ранее сообщалось о наблюдении временных флуктуаций ВРМБ при монохроматической [1—3] и широкополосной [4] накачке. В настоящей работе экспериментально обнаружены флуктуации поля стоксовой компоненты ВКР, происходящие с характерным временем $\sim 2\pi/\delta\Omega$, где $\delta\Omega$ — ширина спектра фоновой волны, и проведено теоретическое рассмотрение эффекта. Установлено, что в режимах воспро-

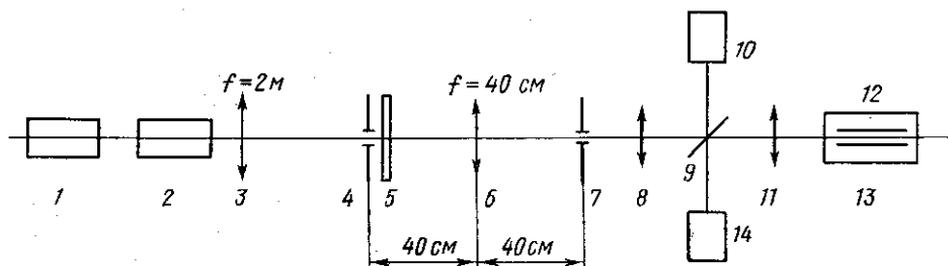


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для возбуждения ВКР в водороде с использованием световода: 1 — одномодовый рубиновый лазер, 2 — усилитель, 3, 6, 8, 11 — линзы, 4, 7 — диафрагмы, 5 — фазовая пластинка, 9 — делительная пластинка, 10 — термоэлемент, 12 — световод, 13 — кювета со сжатым водородом ($p=40$ атм), 14 — фотоземлент

изведения и обращения волнового фронта накачки эти флуктуации совершаются синхронно в поперечном сечении пучка, а поле ВКР при пространственно-когерентной накачке является пространственно-когерентным.

В качестве нелинейных сред использовались сжатый водород и жидкий азот, обладающие узкими линиями комбинационных переходов. На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки для возбуждения ВКР в водороде с использованием световода. Спектральная ширина накачки $\Delta\omega_L$ в зависимости от способа модуляции добротности лазера могла составлять $\sim 0,01$ или $0,3—0,5$ см⁻¹. В первом случае реализовывался режим узкополосного возбуждения $\Delta\omega_L \ll \Delta\Omega$