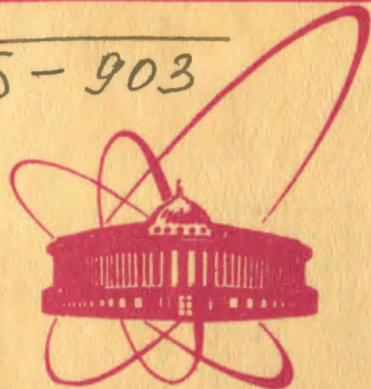


Б-903



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

5735/2-81

23/4-81

P14-81-564

М.Будзынски, О.И.Кочетов, А.Лятушински,  
Т.Хазратов

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХТОНИКХ  
МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ  
НА ПРИМЕСНЫХ ЯДРАХ САМАРИЯ  
В КОБАЛЬТЕ

Направлено в журнал "Nukleonika"

1981

В последнее время исследованию влияния радиационных дефектов на сверхтонкое взаимодействие примесных ядер в ферромагнитных матрицах уделяется большое внимание<sup>/1-3/</sup>. Подобные исследования весьма важны, во-первых, для физики твердого тела и материаловедения. Во-вторых, исследование сверхтонких взаимодействий в ферромагнитных матрицах позволяет определять  $g$ -факторы состояний ядра, знание которых способствует совершенствованию ядерных моделей.

После имплантации редкоземельные ионы могут оказаться в различных неэквивалентных положениях в кристаллической решетке матрицы /в узлах, междуузлиях, образовать около себя кластеры вакансий и т.д./. Естественно, в таком случае на ядра, находящиеся в этих положениях, влияют совершенно различные сверхтонкие поля. Последняя ситуация приводит к тому, что различные методы /ядерный магнитный резонанс /ЯМР/, ядерный гамма-резонанс /ЯГР/, дифференциальные и интегральные возмущенные угловые корреляции /ДВУК и ИВУК/, ядерное ориентирование /ЯО/ в зависимости от их специфических особенностей дают различные результаты. Например, методы ЯМР, ЯГР и ДВУК дают величину сверхтонких полей для ядер, находящихся в регулярных узлах кристаллической решетки матрицы, а методы ориентированных ядер и ИВУК дают усредненное значение сверхтонкого поля по всем внедренным ядрам. Поэтому для интерпретации результатов ИВУК и ЯО нельзя использовать значение сверхтонкого магнитного поля, определенного методами ЯМР, ЯГР и ДВУК, если последние методы не дают информации о распределении полей по различным неэквивалентным положениям ядер в матрице. Следует подчеркнуть, что для интерпретации результатов ИВУК очень важно знать, какая часть ядер испытывает сверхтонкое магнитное поле.

Данная работа является продолжением начатых нами<sup>/4/</sup> исследований сверхтонких магнитных полей на примесных ядрах самария в ферромагнитных матрицах. В работе<sup>/4/</sup> измерялись эффективные сверхтонкие магнитные поля, действующие на ядра имплантированных ионов самария в ферромагнитных матрицах Fe и Ni в зависимости от температуры отжига образца.

Наблюдалось, что с ростом температуры отжига образцов  $^{152}\text{SmFe}$  и  $^{152}\text{SmNi}$  значение эффективного сверхтонкого магнитного поля или часть ядер, которые испытывают сверхтонкое магнитное поле, уменьшается. После отжига при температуре  $600^\circ\text{C}$  эффективное сверхтонкое магнитное поле для образца  $^{152}\text{SmNi}$  равняется нулю, а для образца  $^{152}\text{SmFe}$  составляет  $H=344/233/$  кГс.

В настоящей работе методом ИВУК исследовалось влияние температуры отжига на эффективное магнитное поле, действующее на ядра  $^{152}\text{Sm}$  в кобальтовой матрице.

## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Имплантация ионов  $^{152}\text{Eu}$  в кобальтовую фольгу /99,99% Co / толщиной 0,0020 см проводилась при ускоряющем потенциале  $V_{\text{уск.}} = 70$  кВ. При этом доза внедренных ионов не превышала  $10^{12}$  ион/см<sup>2</sup>. Далее образцы  $^{152}\text{SmCo}$  отжигались в течение 30 мин при температурах 200; 400 и 600°C в вакууме  $10^{-6}$  Торр.

Измерения ИВУК каскада 868-244 кэВ проводились на корреляционном спектрометре с Ge(Li) и двумя NaI(Tl) -детекторами /5/. Образец  $^{152}\text{SmCo}$  намагничивался электромагнитом с сердечником бронзового типа. Напряженность магнитного поля в зазоре электромагнита составляла 10 кГс. Процедура обработки экспериментальных результатов ИВУК описана в нашей предыдущей работе /4/.

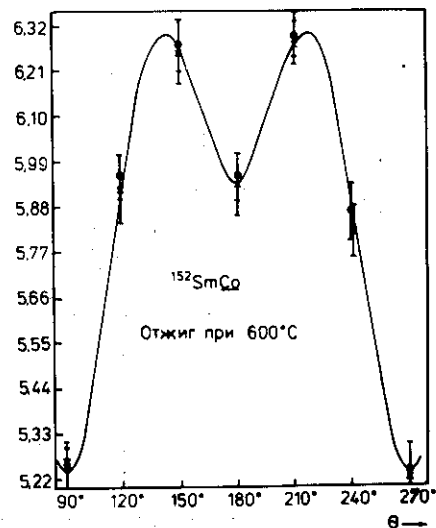
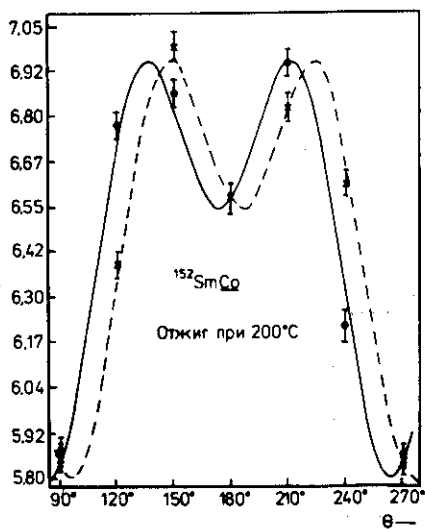
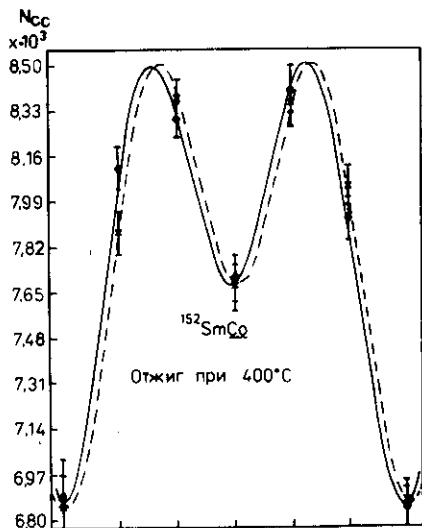
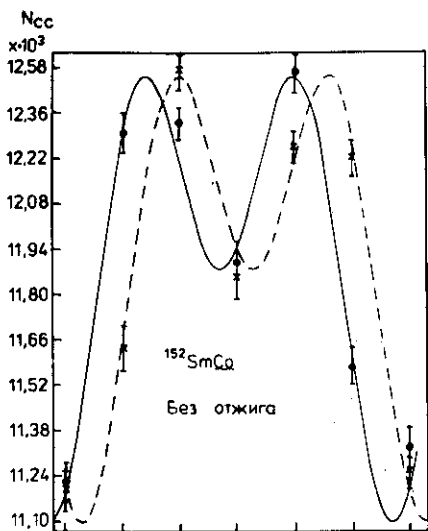
Все измерения проводились при комнатной температуре.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рисунке приведены угловые распределения каскада 868-244 кэВ, измеренные при углах между детекторами 90°, 120°, 150°, 180°, 210°, 240°, 270° и для двух противоположных направлений поляризирующего магнитного поля. Из рисунка видно, что с ростом температуры отжига образца угол интегрального вращения УК уменьшается, а при 600°C это вращение отсутствует. В таблице приведены значения эффективного магнитного поля ( $\bar{H}$ ), действующего на ядра самария в кобальте, и часть ядер ( $f$ ), которые испытывают сверхтонкое магнитное поле.

## ОБСУЖДЕНИЕ

Сверхтонкое магнитное поле на ядрах Sm в кобальтовой матрице измерено в работе /8/ методом интегрального возмущенного углового распределения /ИВУР/ при кулоновском возбуждении  $^{150}\text{Sm}$ . Значение  $H=1119/64/$  кГс, полученное в этой работе, хорошо согласуется с нашим результатом для неотожженного образца  $^{152}\text{SmCo}$  /см. таблицу/. Это согласие указывает на то, что в образцах, использованных в работе /6/ и в нашем эксперименте, примерно одинаковое количество ядер "чувствует" сверхтонкое магнитное поле. После учета параметра  $f$  определяем величину сверхтонкого магнитного поля  $H=1790/295/$  кГс, действующего на ядра самария в кобальте.



Угловое распределение каскада 868-244 кэВ, измеренное при углах между детекторами 90°, 120°, 150°, 180°, 210°, 240°, 270° для двух противоположных направлений поляризирующего магнитного поля /сплошные и прерывистые линии/.

Таблица 1

Экспериментальные результаты, полученные из измерений ИВУК каскада 868-244 кэВ

Температура отжига	$\overline{2 \Delta \theta}$	$\overline{\omega_L T}$ (рад)		$\overline{N}$ (кГц)		f(%)
		из $\overline{\Delta \theta}$	из $\overline{b_K}$	из $\overline{\Delta \theta}$	из $\overline{b_K}$	
Без отжига	17,23(137)	-0,155(13)	0,520(31)	1270(190)	4262(600)	71(+5,-4)
200°C	12,30(293)	-0,109(27)	0,363(54)	890(250)	2972(570)	58(+9,-11)
400°C	3,34(185)	-0,029(16)	0,233(39)	240(140)	1909(350)	21(+9,-11)
600°C	-0,311(735)	0,003(65)	0,251(91)	-2,5(400)	2000(850)	-2,2(526)

Рассмотрение таблицы показывает, что значение эффективного сверхтонкого поля /или  $f$  / уменьшается с ростом температуры отжига образца. Подобное поведение этого поля с ростом температуры отжига образцов  $^{152}\text{SmFe}$  и  $^{152}\text{SmNi}$  нами наблюдалось ранее<sup>/4/</sup>. Изменение эффективного сверхтонкого магнитного поля в зависимости от температуры отжига образца в работе<sup>/4/</sup> объясняется миграцией примесных ионов и образованием примесно-вакансионных кластеров /ассоциированных состояний/. Для образца  $^{152}\text{SmCo}$ , по-видимому, эти выводы остаются в силе.

Ослабление УК  $\gamma$ -лучей в образце  $^{152}\text{SmCo}$  должно быть сильным из-за присутствия статического квадрупольного взаимодействия, поскольку кобальт имеет гексагональную структуру. Однако факторы ослабления угловой корреляции  $G_{KK}$  каскада 868-244 кэВ в пределах ошибок одни и те же для образцов  $^{152}\text{SmFe}$ ,  $^{152}\text{SmCo}$  и  $^{152}\text{SmNi}$ , а отношение  $\lambda_4/\lambda_2 \approx 3,5$  указывает на то, что в этих образцах присутствует сверхтонкое магнитное взаимодействие. Отсюда следует, что из-за короткого времени жизни промежуточного уровня 366 кэВ /  $T_{1/2} = 0,058$  нс / ослабление УК каскада 868-244 кэВ за счет квадрупольного взаимодействия отсутствует. С ростом температуры отжига образца  $^{152}\text{SmCo}$  значение коэффициента  $b_2$  в пределах экспериментальных погрешностей остается неизменным, а то же время значение  $b_4$  растет /за исключением случая при температуре отжига 600°C/. Этот факт можно объяснить уменьшением части ядер, которые испытывают влияние сверхтонкого магнитного поля. При температуре отжига 600°C образца  $^{152}\text{SmCo}$  вращение картины ИВУК отсутствует, в то время как амплитуда функции УК остается ослабленной /т.е.  $b_{KK} < b_{KK}$  /, что свидетельствует о наличии в образце  $^{152}\text{SmCo}$  динамических взаимодействий.

Значения параметра  $f$  для неотожженных образцов  $^{152}\text{SmFe}$ ,  $^{152}\text{SmCo}$  и  $^{152}\text{SmNi}$  равны 84/4%/<sup>/4/</sup>, 71/5%, 52/3%/<sup>/4/</sup>, соответственно. Из приведенных выше значений  $f$  видно, что по мере роста порядкового номера матрицы на единицу величины  $f$  уменьшается примерно на 15%. Поэтому стандартная интерпретация значений  $f$  из результатов каналирования<sup>/7,8/</sup>, указывающая на то, что около половины редкоземельных ионов после имплантации находятся в регулярных узлах кристаллической решетки матрицы, вызывает сомнение. Остановимся на этой проблеме более подробно.

Значение эффективного сверхтонкого магнитного поля для образца  $^{152}\text{SmFe}$  при комнатной температуре равно  $\bar{H} = 2055/395/$  кГс<sup>/4/</sup>. Если считать, что после имплантации половина имплантированных ионов самария находится в регулярных узлах кристаллической решетки, то сверхтонкое поле, действующее на ядра самария, должно быть равно  $H \approx \bar{H}/f = 4110$  кГс. Последняя величина значительно превышает сверхтонкое магнитное поле  $H_{\text{св. ион}} = 3300$  кГс<sup>/9/</sup> при  $T = 0^\circ\text{K}$  для свободного иона сама-

рия. Это противоречит также результатам работы<sup>/10/</sup>, где измерены сверхтонкие магнитные поля на ядрах  $^{150}\text{Sm}$  в зависимости от температуры образца  $^{150}\text{SmFe}$ .

Недавно Бернасом и сотрудниками<sup>/11-13/</sup> изучались ИВУК  $\gamma$ -лучей и каналирование ионов  $^{14}\text{N}$  в ферромагнитном образце  $^{169}\text{TmFe}$  /энергия имплантации ионов  $^{169}\text{Yb}$  130 кэВ, доза внедренных ионов  $10^{12} \pm 10^{13}$  ион/см<sup>2</sup>/. Результаты ИВУК показывают, что все ионы  $^{169}\text{Yb}$  после имплантации находятся в регулярных узлах кристаллической решетки Fe ( $f=100\%$ ). В свою очередь, по данным каналирования следует, что около половины имплантированных ионов располагаются в местах замещения. Это расхождение авторы<sup>/12/</sup> объясняют различной чувствительностью методов ИВУК и каналирования на радиационные дефекты вблизи примеси. Если структура радиационного повреждения такова, что кристаллическая решетка остается невозмущенной вблизи примеси, то наблюдается амплитудное значение сверхтонкого магнитного поля, соответствующее  $f=100\%$ . На результаты каналирования влияет ряд факторов, таких, как позиция примесного иона в решетке, поток каналируемых частиц, критические размеры и форма дефектов, связанных с примесью, различие ионных радиусов матрицы и примеси, упругое взаимодействие между примесью и дефектом решетки и т.д.<sup>/13/</sup> Особенно сильно влияют на ослабление обратного рассеяния каналированных частиц соотношение ионных радиусов матрицы и примеси, а также упругое взаимодействие между примесью и дефектами решетки. Например, если для Fe ионные радиусы примеси и матрицы различаются больше, чем на 20%, результаты каналирования всегда дают  $f < 100\%$ .

Авторы работы<sup>/13/</sup> на основе своих расчетов показали, что при учете вышеприведенных факторов результаты ИВУК и каналирования сходятся. Таким образом, на основе вышеуказанных фактов можно сделать вывод о том, что к стандартной интерпретации значений  $f$  следует подходить с осторожностью.

Анализ результатов работы<sup>/4/</sup> и настоящей работы позволяет сделать следующие заключения:

1/ Радиационные дефекты в кристаллической решетке матрицы сильно влияют на результаты ИВУК.

2/ Эволюция радиационных дефектов зависит от температуры обжига образца. Она объясняется миграцией примесных ионов и образованием примесно-вакансионных кластеров.

3/ При данной дозе и энергии имплантированных ионов часть ядер, которая находится в регулярных узлах решетки, зависит от порядкового номера ( $Z$ ) матрицы. Причем с ростом  $Z$  часть ядер уменьшается.

4/ Отношение сверхтонких магнитных полей в пределах экспериментальных ошибок равно отношению соответствующих магнитных моментов матрицы, т.е.  $H(\text{SmFe}) : H(\text{SmCo}) : H(\text{SmNi}) = \mu_{\text{ат.}}(\text{Fe}) : \mu_{\text{ат.}}(\text{Co}) : \mu_{\text{ат.}}(\text{Ni})$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. De Waard H. Phys.Scripta, 1975, 11, p.157.
2. Bernas H. Phys.Scripta, 1975, 11, p.167.
3. Vogl G. Hyperfine Interactions, 1976, 2, p.151.
4. Будзынски М. и др. ОИЯИ, Р14-81-177, Дубна, 1981.
5. Аликов Б.А. и др. В кн.: Прикладная ядерная спектроскопия. Атомиздат, М., 1977, с.86.
6. Bronson J.D. et al. Phys.Rev., 1967, 163, p.254.
7. Niesen L. Hyperfine Interactions, 1976, 2, p.15.
8. Alexander R.B. et al. Hyperfine Interactions, 1977, 3. p.45.
9. Elliott R.J., Stevens K.W.H. Proc.Roy.Soc., 1953, A218, p.553.
10. Kugel H.W. et al. Phys.Rev., 1976, 13B, p.3697.
11. Thome L., Bernas H., Meunier R. Phys.Rev., 1979, 20B, p.1771.
12. Cohen C. et al. Phys.Rev., 1979, 20B, p.1780.
13. Thome L., Bernas H., Cohen C. Phys.Rev., 1979, 20B, p.1789.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 августа 1981 года.