



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2938/2-81

15/6-81

P14-81-177

М.Будзынски, В.А.Дерюга, **В.Жук**, О.М.Кочетов,
Э.Крупа, Г.Р.Лизурей, А.Лятушински,
Т.М.Муминов, Х.Незгода, М.Суботович,
Т.Хазратов

ИССЛЕДОВАНИЕ

СВЕРХТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

НА ПРИМЕСНЫХ ЯДРАХ САМАРИЯ

В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТРИЦАХ Fe И Ni

Направлено в журнал "ФТТ" и на XXXI Совецание
по ядерной спектроскопии и структуре атомного
ядра , Самарканд, 1981

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

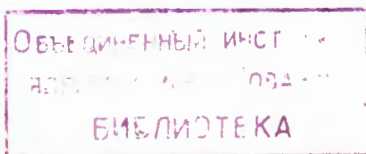
Большие сверхтонкие магнитные поля, действующие на ядра редкоземельных ионов в ферромагнитных матрицах, в основном обусловлены нескомпенсированным орбитальным моментом электронов $4f$ -оболочки^{1/}. Связь между электронами в этих атомах близка к LS типу, при котором в основном состоянии орбитальные и спиновые моменты атомов ориентируются антипараллельно в первой половине $4f$ -оболочки и параллельно - во второй половине. Обменное взаимодействие примесных атомов с решеткой железа и никеля приводит к выстраиванию спинового момента \vec{S} , а значит, и орбитального момента \vec{L} , вдоль направления намагничивания ферромагнетика, что и создает ориентированное относительно этого направления магнитное поле на ядрах, знак которого изменяется в середине $4f$ -оболочки.

Относительно слабые магнитные поля, полученные для образцов $GdGd$ ^{2/} и $GdFe$ ^{3/}, объясняются в основном поляризацией атомного остова, поскольку орбитальный момент $4f$ -оболочки равен нулю. Сверхтонкие магнитные поля на ядрах редкоземельных атомов, внедренных в ферромагнетик, меньше магнитных полей в свободных ионах из-за сравнительно небольшого влияния кристаллического электрического поля^{4,5/}.

В недавних работах^{6,7/} показано, что в редкоземельных ионах Tm, Nd и Sm, внедренных в Fe и Ni, наблюдается сильная зависимость магнитных полей от температуры, что связано с наличием обменного взаимодействия сильно локализованного магнитного момента $4f$ -оболочки с матрицей.

Как показано в экспериментах по каналированию заряженных частиц в металлах^{8,9/}, только около половины редкоземельных атомов, имплантированных в железо при комнатной температуре, находятся в узлах кристаллической решетки. На локализацию этих атомов в решетке влияет ряд факторов, таких, как концентрация примесных атомов, дефекты решетки, поверхностные эффекты и возможный температурный отжиг образца.

В настоящей работе методом интегральных возмущенных угловых корреляций /ИВУК/ исследовалось влияние температуры отжига на эффективное магнитное поле, действующее на примесные ядра ^{152}Sm в железной и никелевой матрицах.



2. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Радиоактивные ядра получались в реакции $^{151+153}\text{Eu}(n, \gamma)$ $^{152+154}\text{Eu}$. EuCl_3 в 0,1N растворе HCl выпаривался на тонкой вольфрамовой подложке и помещался в ионный источник электромагнитного масс-сепаратора. Имплантация ионов ^{152}Eu в железные /99,85% Fe/ и никелевые /99,95% Ni/ фольги толщиной 0,0012 см приводилась при ускоряющем потенциале $V_{\text{уск}}=70$ кВ.

Непосредственно перед закреплением на коллекторе масс-сепаратора с поверхностей фольг ацетоном и дистиллированной водой снимался защитный слой из акриленовой резины и NaNO_2 , предохраняющий фольги от окисления. Доза имплантированных ионов Eu не превышала 10^{12} ион/см². После имплантации проводился отжиг фольг в течение 30 мин при температурах 200, 400, 600 °C для SmFe и 250, 450 °C для SmNi в вакууме 10^{-6} Торр.

При измерении невозмущенной угловой корреляции каскадов 1408-122, 1112-122 и 868-244 кэВ использовались источники EuCl_3 , растворенные в 0,1N растворе HCl .

3. АППАРАТУРА

Измерения угловых корреляций и интегральных возмущенных угловых корреляций проводились на автоматизированном корреляционном спектрометре с $\text{Ge}(\text{Li})/V=40$ см³, $\Delta E=2,7$ кэВ при $E_{\gamma}=1333$ кэВ ^{60}Co / и двумя сцинтилляционными детекторами^{10/}. В сцинтилляционных спектрометрах использовались кристаллы $\text{NaI}(\text{Tl})$ размерами $\phi 40 \times 40$ мм в сочетании с фотоумножителями XR2020 /ФЭУ93/.

Измерялись угловые распределения γ -квантов каскадов 1408-122, 868-244 кэВ и 1112-122 кэВ при углах между детекторами $\theta=90^\circ, 120^\circ, 150^\circ, 180^\circ, 210^\circ, 240^\circ, 270^\circ$ для двух противоположных направлений внешнего магнитного поля. Угловые положения сцинтилляционных детекторов менялись автоматически циклическим образом, с экспозицией 500 с, а направление тока в обмотке электромагнита - после окончания каждого цикла. Проводились также измерения ИВУК методом интегрального ослабления функции УК при фиксированных углах между детекторами 135° и -225° . Расстояние от электромагнита до фотоумножителей /12 см/ и их магнитная защита были достаточны для того, чтобы амплитудные и временные сдвиги в γ -спектрах при изменении направления магнитного поля не превышали 0,5%. Исследуемые ферромагнитные фольги, закрепленные между полюсами небольшого "С"-образного электромагнита, замыкали его магнитный поток. Намагничивание Fe и Ni фольг с помощью этого электромагнита исследовано в работе^{11/}. Ток в обмотке электромагнита составлял $I=350$ мА, что достаточно для приведения Fe и Ni -фольг в состояние полного магнитного насыщения.

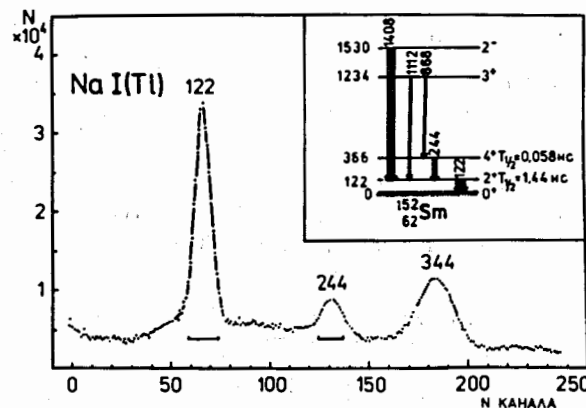


Рис.1. Участок сцинтилляционного γ -спектра. Отмеченные интервалы соответствуют положению энергетических "окон". На вставке - фрагмент схемы уровней ^{152}Sm .

Распределение имплантированных ионов Eu по глубине железной фольги изучалось с помощью установки, подробно описанной в работе^{12/}.

При этом с поверхности образца $^{152}\text{EuFe}$ методом катодного рассеяния удалялись тонкие слои материала. Концентрация атомов ^{152}Eu определялась по остаточной активности образца.

В табл. 1 перечислены методы, использовавшиеся для исследований ИВУК отдельных каскадов.

На рис. 1 показан спектр, полученный с помощью сцинтилляционного спектрометра. Отмечены интервалы, соответствующие положению энергетических "окон". На вставке показан фрагмент схемы уровней ^{152}Sm .

Результаты измерений невозмущенных угловых корреляций каскадов 1408-122, 1112-122 и 868-244 кэВ приведены в табл. 2. Коэффициенты A_{22} и A_{44} хорошо согласуются с ранее известными^{13,14/}.

Анализ экспериментальных данных проводился по методу наименьших квадратов. Теоретические функции ИВУК записывались в виде:

$$W(\theta, \pm H) = 1 + \bar{b}_2 \cos 2(\theta \mp \Delta\theta_2) + \bar{b}_4 \cos 4(\theta \mp \Delta\theta_4), \quad /1/$$

$$R_{135(-225)} = 2 \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \frac{a_2 \sin 4 \Delta\theta_2}{a_0 - a_4 \cos^2 4 \Delta\theta_4}, \quad /2/$$

где $k_{\text{макс}}=4$, $\Delta\theta_k = 1/k \arctg(k\omega_L r G_{kk}(\infty))$ - угол вращения функции УК, ω_L - частота ларморовской прецессии,

$$\bar{b}_k = \frac{a_k}{a_0 \sqrt{1 + (k\omega_L r G_{kk})^2}}.$$

здесь

$$a_0 = 1/64(64 + 16 A_{22} G_{22}(\infty) + 9 A_{44} G_{44}(\infty)),$$

$$a_2 = 1/64(48 A_{22} G_{22}(\infty) + 20 A_{44} G_{44}(\infty)),$$

$$a_4 = 35/64 A_{44} G_{44}(\infty)$$

$G_{kk}(\infty)$ - интегральный фактор ослабления функции УК.

Результаты измерений анализировались также с использованием теории Абрагама-Паунда^{15/}, учитывающей возмущение УК динамическими взаимодействиями:

$$W(\Theta, \pm H) = 1 + 1/4 A_{22} G_{22}(\infty) \left\{ 1 + \frac{3 \cos 2(\Theta \mp \Delta\Theta_{22})}{[1 + (2\omega_L \tau G_{22}(\infty))^2]^{1/2}} \right\} +$$

$$+ 1/64 A_{44} G_{44}(\infty) \left\{ 9 + \frac{20 \cos 2(\Theta \mp \Delta\Theta_{24})}{[1 + (2\omega_L \tau G_{44}(\infty))^2]^{1/2}} + \right.$$

$$\left. + \frac{35 \cos 4(\Theta \mp \Delta\Theta_{44})}{[1 + (4\omega_L \tau G_{44}(\infty))^2]^{1/2}} \right\},$$

/3/

где $\Delta\Theta_{nk} = 1/n \arctg(n\omega_L \tau G_{kk}(\infty))$.

Параметры ИВУК, полученные с использованием формул /1/, /2/, /3/, в пределах погрешностей совпадают.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ИВУК В $^{152}\text{SmFe}$.

На рис. 2 приведены угловые распределения каскада 868-244 кэВ, измеренные для двух направлений поляризирующего магнитного поля. В данном случае использовалась железная фольга без дополнительного отжига после имплантации ионов Eu. На рис. 3 показаны спектры совпадений каскада 868-244 кэВ для двух противоположных направлений поляризирующего поля, а в нижней части рисунка - разность этих спектров. Равенство $R/135^\circ/ = -R/225^\circ/$ в пределах статистических погрешностей указывает на отсутствие заметных систематических ошибок в измерениях.

При вычислении значения $\omega_L \tau$, для уровня 366 кэВ принималось: $g = 0,306 /37/^{16/}$, среднее взвешенное значение $\tau = 88,17 /55/ \text{пс}^{16,17/}$ и коэффициенты угловой корреляции каскада 868-244 кэВ из табл. 2.

Полученные значения эффективного поля, действующего на ядра ^{152}Sm в железной фольге, сведены в табл. 3.

Различие значений $\omega_L \tau$, полученных по сдвигу функции угловой корреляции и по ослаблению ее амплитуды, указывает на присутствие динамических взаимодействий в образце $^{152}\text{SmFe}$. В результате подгонки методом наименьших квадратов выражения /3/ к

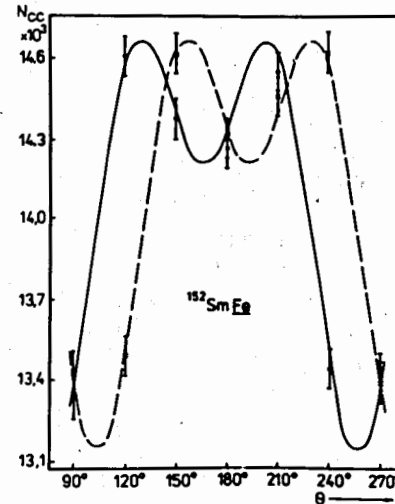


Рис. 2. Угловые распределения каскада 868-244 кэВ ^{152}Sm в Fe / $V_{\text{УСК}} = 70$ кэВ/, соответствующие двум противоположным направлениям поляризирующего поля.

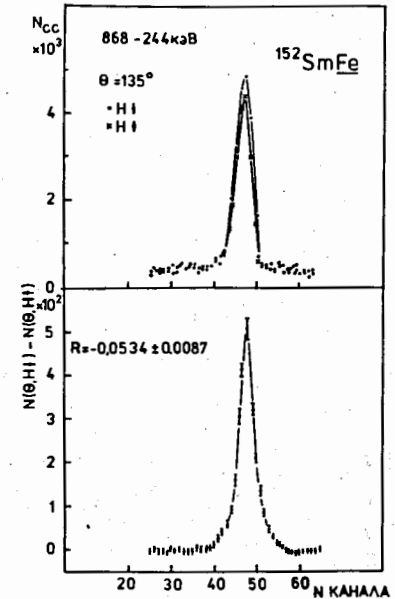


Рис. 3. Спектры совпадений γ 868 и γ 244 кэВ для двух противоположных направлений внешнего магнитного поля. В нижней части рисунка - разность этих спектров. Образец $^{152}\text{SmFe}$ без отжига после имплантации

экспериментальным точкам получены параметры G_{22} и G_{44} . На основе этих параметров определено отношение $\frac{\lambda_4}{\lambda_2} = 3,53/45/$, которое совпадает с теоретическим значением $\frac{\lambda_4}{\lambda_2} = 3,33$ для чистого магнитного взаимодействия.

В табл. 4 приведены результаты измерения ИВУК методом $\gamma\gamma(H)$. Из таблицы видно, что величина эффективного магнитного поля уменьшается с ростом температуры отжига образца.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ ИВУК В $^{152}\text{SmNi}$.

На рис. 4,5 приведены результаты измерения ИВУК каскада 1408-122 кэВ для образца $^{152}\text{SmNi}$.

Измерения углового распределения каскадов 1112-122 кэВ и 868-244 кэВ проводились методом интегрального вращения функции УК /рис. 6,7 соответственно/. При определении величины эффективного магнитного поля использовались средние взвешенные значения коэффициентов A_{kk} из табл. 2 и $g = 0,298/22/$,

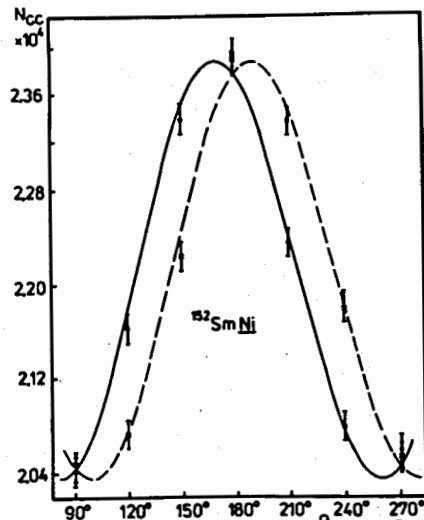


Рис.4. Угловые распределения каскада 1408-122 кэВ ^{152}Sm в Ni, соответствующие двум противоположным направлениям поляризующего поля. Образец $^{152}\text{SmNi}$ без отжига после имплантации.

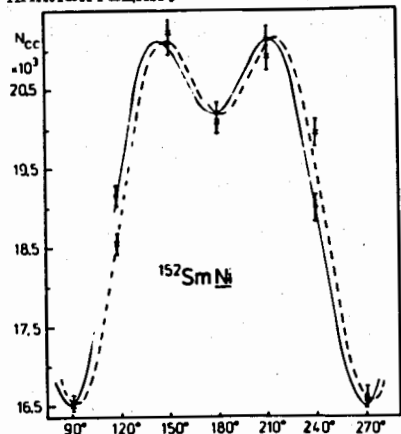


Рис.6. Угловые распределения каскада 868-244 кэВ для двух противоположных направлений поляризующего магнитного поля. Образец $^{152}\text{SmNi}$ без отжига после имплантации.

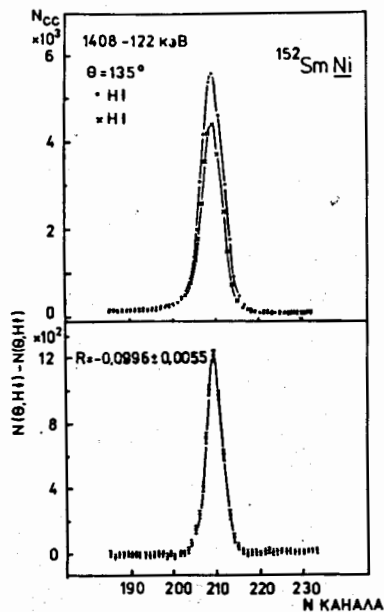


Рис.5. Спектры совпадений γ_{1408} - и γ_{122} кэВ для двух противоположных направлений магнитного поля. В нижней части рисунка - разность этих спектров.

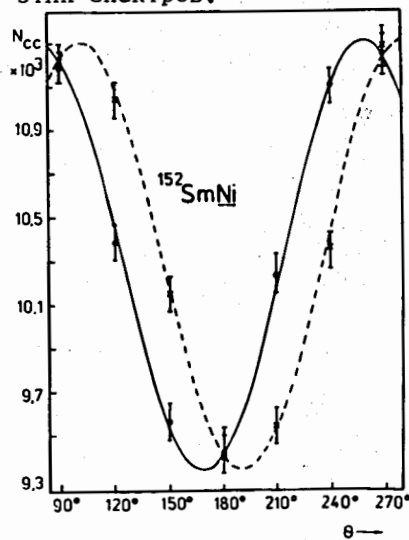


Рис.7. То же, что на рис.6, только для каскада 1112-122 кэВ.

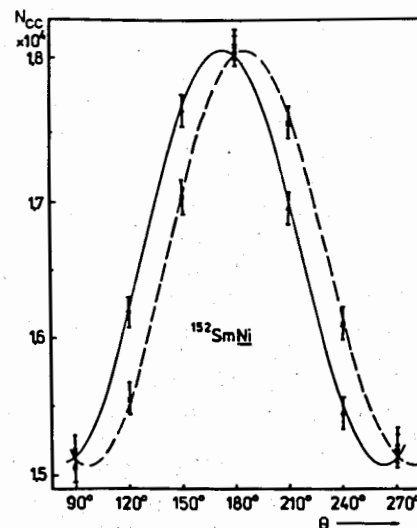


Рис.8. То же, что на рис.4, только для образца $^{152}\text{SmNi}$ после отжига при температуре 250 °C.

$\tau = 2,06$ нс /16-24/ для уровня 122 кэВ / $I'' = 2^+$ /. Полученные результаты сведены в табл. 5. Величины $\omega_{L''}$, полученные из угловых распределений каскадов 1408-122, 1112-122 и каскада 868-244 кэВ, не согласуются между собой. Причина этого будет обсуждена ниже. На рис. 8 приведены угловые распределения каскада 1408-122 кэВ в $^{152}\text{SmNi}$

для двух противоположных направлений магнитного поля. Температура отжига образца 250 °C. В табл. 6 мы приводим величины эффективного магнитного поля, определенные из значений параметра $R/135^\circ \pm H/$.

6. ОБСУЖДЕНИЯ

а/ Уменьшение эффективного магнитного поля с ростом температуры отжига образца

Примесные атомы после имплантации локализуются по-разному: часть атомов располагается в регулярных узлах решетки, часть - в междоузлиях, и часть связана с теми или иными дефектами. Это обуславливает сложное распределение величины и направления сверхтонкого магнитного поля, действующего на ядра имплантированных атомов. Такое распределение можно описать простой моделью^{27/}, в которой рассматриваются ядра, испытывающие сверхтонкое магнитное поле H, и ядра, не испытывающие поля. В этом случае функцию ИВУК можно представить как суперпозицию двух функций:

$$W(\theta, \pm H) = f W(\theta, \pm H) + (1-f) W(\theta, 0), \quad /4/$$

где $W(\theta, 0)$ - функция невозмущенной УК, f - часть ядер, которые испытывают поле H.

Используя выражения /1/, /2/, /3/ и /4/, находим:

$$(\omega_L \tau) = \frac{f G_{kk}(\omega_L \tau G_{kk})}{f G_{kk} + (1-f)(1 + (k\omega_L \tau G_{kk})^2)}, \quad /5/$$

$$\left(\frac{\bar{b}_k}{b_k}\right)^2 = \frac{fG_{kk} [fG_{kk} + 2(1-f)]}{1 + (k\omega_L r G_{kk})^2} + (1-f) \quad /6/$$

По экспериментальным значениям $\omega_L r$, \bar{b}_k и G_{kk} из выражений /5/ и /6/ можно определить $\omega_L r$ и величину f . Полученные значения f приведены в табл. 7. Как видно из таблицы, величина f уменьшается с ростом температуры отжига образца. После имплантации в образце SmFe около 85% атомов Sm находятся в регулярных узлах кристаллической решетки. Подобные результаты: $f = 95\%$ для $^{147}\text{NdFe}$ /4/ и $f = 81/4\%$ для $^{155}\text{GdFe}$ /11/ получены методами ядерного ориентирования и ВУК соответственно. На рис. 9 приведены зависимости f от температуры отжига образцов. Рисунок включает, помимо результатов настоящей работы, и результаты, приведенные в обзоре /4/.

Для объяснения причин уменьшения f Коэн и др. /28/ изучали мессбауэровские спектры $^{151}\text{GdFe}$. В результате сделано заключение, что уменьшение части ядер, испытывающих сверхтонкое магнитное поле, обусловлено "внутренним окислением" ионов Gd. В недавней работе Вита и др. /5/ внутреннее окисление примесных ионов Dy в железе после отжига не наблюдалось. Уменьшение величины f авторы объясняют ассоциацией ионов Dy с мигрирующими вакансиями, образованием немагнитных центров и миграцией Dy. Рассмотрено также влияние обменного взаимодействия и кристаллического электрического поля на величину f .

В настоящей работе методом катодного рассеяния изучено распределение примесных атомов ^{152}Eu по глубине железной фольги. Результаты этих экспериментов показаны на рис. 10. Полученное распределение сравнивается с рассчитанным по модели LSS /29,30/. Как видно из теоретической кривой, максимальная концентрация ^{152}Eu должна наблюдаться на глубине ~200 Å. Расхождение экспериментального и

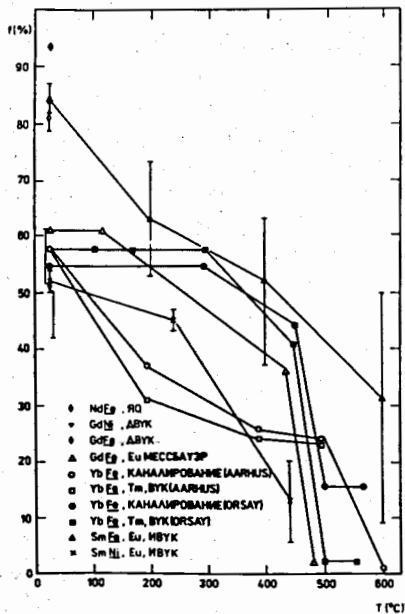


Рис. 9. Зависимость части ядер f , испытывающих сверхтонкое магнитное поле, от температуры отжига /см. текст/.

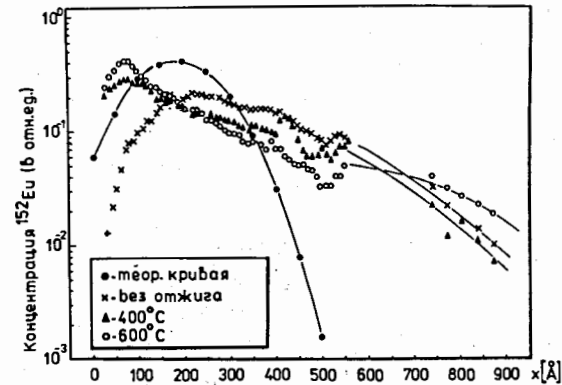


Рис. 10. Распределение ионов европия по глубине железной фольги после имплантации. Ускоряющий потенциал 70 кэВ.

теоретического распределений, по-видимому, связано с эффектом канализирования. Концентрация атомов ^{152}Eu имеет широкий максимум в области от 150 Å до 500 Å. После термической обработки образца концентрация атомов ^{152}Eu на этих глубинах уменьшилась и возросла вблизи поверхности фольги, из чего можно заключить, что происходит миграция примесных ионов к поверхности фольги.

В работе Дойча /31/ показано, что глубина поверхностного окисления железной фольги перед отжигом может достигнуть 40 Å, и после отжига в течение 0,5 часа при температуре 200°C возрастает до 90 Å. Поэтому можно предположить, что при отжиге часть атомов Sm переходит в окисленный слой фольги, что изменяет функцию ИВУК. Концентрация ионов в окисленном слое растет с увеличением температуры отжига. Уменьшение величины f может быть также обусловлено захватом редкоземельных атомов мигрирующими при отжиге дефектами решетки с образованием немагнитных центров. Причем вероятность такого процесса, связанная с подвижностью дефектов, растет с увеличением температуры отжига.

В образце $^{152}\text{SmNi}$ поверхностное окисление фольги незначительно /толщина окисленного слоя не превышает 10 Å /31// и, если "внутреннее окисление" ионов Sm отсутствует, то уменьшение величины f /или \bar{f} / в основном обусловлено процессом образования ассоциированных состояний. По-видимому, при температуре отжига 450°C почти все ионы Sm в Ni захватываются вакансиями.

б/ Сверхтонкие магнитные поля на ядрах Sm в Fe и Ni

Впервые эффективное магнитное поле на ядрах Sm в железной матрице измерено Гродзинсом и др. /32/ и Бозмом и др. /33/ по методу ИВУК при кулоновском возбуждении ^{152}Sm . Более поздние данные приводятся в работах Кугеля и др. /8,16/.

Экспериментальные результаты о сверхтонких полях на ядрах в никеле получены методом ИВУК /8,16,34,35/ и методом ДВУК /36/ при кулоновском возбуждении $^{150,152,154}\text{Sm}$.

Таблица 1
Методы, применяемые для исследований ИВУК в ^{152}Sm .

Образец	Температура отжига ($^{\circ}\text{C}$)	γ - γ каскад (кэВ)	Метод *)
SmFe	без отжига	868-244	$\gamma\gamma(\theta, \text{H})$ и $\gamma\gamma(\text{H})$
	200	868-244	$\gamma\gamma(\text{H})$
	400	868-244	$\gamma\gamma(\text{H})$
	600	868-244	$\gamma\gamma(\text{H})$
SmNi	без отжига	I408-I22	$\gamma\gamma(\theta, \text{H})$ и $\gamma\gamma(\text{H})$
		868-244	$\gamma\gamma(\theta, \text{H})$
		III2-I22	$\gamma\gamma(\theta, \text{H})$
	250	I408-I22	$\gamma\gamma(\theta, \text{H})$ и $\gamma\gamma(\text{H})$
	450	I408-I22	$\gamma\gamma(\text{H})$

*) $\gamma\gamma(\theta, \text{H})$ и $\gamma\gamma(\text{H})$ означают метод интегрального вращения и ослабления функции УК соответственно.

Таблица 2
Значения коэффициентов угловой корреляции каскадов ^{152}Sm .

Каскад кэВ	$A_{22}(\Delta A_{22})$			$A_{44}(\Delta A_{44})$		
	Наст. раб.	/I3/	/I4/	Наст. раб.	/I3/	/I4/
I408-I22	0,220(5)	0,217(7)	0,227(6)	-0,007(I3)	-0,022(2I)	-0,010(I2)
III2-I22	-0,264(7)	-0,234(7)	-0,272(8)	-0,055(I3)	-0,097(I8)	-0,080(I3)
868-244	0,127(8)		0,111(I8)	-0,188(I5)		-0,191(20)

Таблица 3
Результаты измерений ИВУК каскада 868-244 кэВ в $^{152}\text{SmFe}$.

$2\Delta\theta_k(^{\circ})$	$\overline{\omega_L T}$ (рад)		\bar{H} (кГс)	
	из $\Delta\theta_k$	из b_k	из $\Delta\theta_k$	из b_k
26,7(23)	-0,25(2)	-0,45(9)	2055(395)	3700(74I)

Таблица 4
Эффективное магнитное поле, действующее на ядра Sm в Fe .

Температура отжига ($^{\circ}\text{C}$)	$R=2\frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$	$\overline{\omega_L T}$ (рад)	\bar{H} (кГс)
Без отжига	-0,0534(87)	0,265(40)	2170(380)
200	-0,0216(64)	0,127(36)	1040(390)
400	-0,0157(54)	0,090(34)	737(227)
600	-0,0076(65)	0,042(32)	344(233)

Таблица 5
Результаты измерений ИВУК каскадов I408-I22, III2-I22 и 868-244 кэВ в $^{152}\text{SmNi}$.

Температура отжига ($^{\circ}\text{C}$)	Каскад (кэВ)	$2\Delta\theta_k(^{\circ})$	$\overline{\omega_L T}$ (рад)		\bar{H} (кГс)	
			из $\Delta\theta_k$	из b_k	из $\Delta\theta_k$	из b_k
Без отжига	868-244	4,12(84)	-0,036(7)	0,091(40)	295(36)	745(330)
	III2-I22	20,9(I2)	-0,188(II)	0,78(5)	64,2(50)	266(I8)
	I408-I22	19,26(I83)	-0,175(22)	0,66(5)	59,8(84)	226(I7)
250 $^{\circ}$	I408-I22	14,00(250)	-0,125(27)	0,59(4)	42,4(75)	200(I4)

Таблица 6
Результаты измерений $\gamma\gamma(\text{H})$ для каскада I408-I22 кэВ в $^{152}\text{SmNi}$.

Температура отжига ($^{\circ}\text{C}$)	$R(I35^{\circ}, \pm \text{H})$	$2\Delta\theta_2(^{\circ})$	$\overline{\omega_L T}$ (рад)	\bar{H} (кГс)
Без отжига	-0,0996(55)	24,17(I48)	0,2244(230)	76,1(II5)
250	-0,0687(87)	15,51(I96)	0,1388(I7I)	47,1(78)
450	-0,0149(76)	3,2I (I66)	0,0280(I45)	9,5 (50)

Таблица 7
Часть ядер ^{152}Sm , испытывающих сверхтонкое магнитное поле в Fe и Ni .

Температура отжига ($^{\circ}\text{C}$)	$f(\%) (\text{SmFe})$		$f(\%) (\text{SmNi})$	
	из $\gamma\gamma(\theta, \text{H})$	из $\gamma\gamma(\text{H})$	из $\gamma\gamma(\theta, \text{H})$	из $\gamma\gamma(\text{H})$
Без отжига	84(+4, -3)	85(+3, -2)	52(3)	60(+3, -5)
200		63(10)		
250			46(+1, -6)	46(+6, -5)
400		52(+II, -I5)		
450				I3(7)
600		3I(+I9, -22)		

Сводка полученных значений сверхтонких магнитных полей на ядрах самария в железе и никеле приведена в табл. 8. Сравнение таблиц /3-8/ показывает, что величины сверхтонкого магнитного поля, полученные разными авторами, различаются. Заниженные значения поля, полученные в ранних работах /32,33/, связаны с тем, что авторы этих работ при расчете величины \bar{H} вместо неизвестного в то время g -фактора уровня 366 кэВ ^{152}Sm использовали его приближенное значение, полученное из

Таблица 8
Магнитные поля, действующие на примесные ядра Sm
в Fe и Ni

Матрица	Метод измерения	Магнитное поле (кГс)	Работа
Fe	ИВУК	2600(400)	Настоящая работа
	- " -	1300(300)	/32/
	- " -	1600(280)	/33/
	- " -	1400(160)	/33/
	- " -	2300(200)	/16/
	- " -	2310(230)	/6 /
Ni	ИВУК	660(95)	Настоящая работа
	- " -	610(60)	/16/
	- " -	670(70)	/6 /
	- " -	352(13)	/34/
	ДВУК	265(85)	/36/
	ИВУК	75	/35/
ИВУК	80	/35/	

теоретических соображений. Если принять величину g-фактора $g=0,306/37/$, то полученные в работах^{32,33/} значения приводят к величинам $H=2220/520/$ и $H=1890/800/$ соответственно, хорошо согласующимся с результатами настоящей работы.

Расхождение экспериментальных значений \bar{H} в случае $^{152}\text{SmNi}$ /см. табл. 8/, по-видимому, обусловлено присутствием в образцах взаимодействий, отличных от статистического магнитного, и неодинаковых долей ядер (f), испытывающих сверхтонкое магнитное поле, в образцах, использованных разными авторами. Как упоминалось ранее, значения \bar{H} , полученные из ИВУК каскадов 1408-122, 1112-122 кэВ и каскада 868-244 кэВ, не согласуются между собой. Заниженные значения \bar{H} , полученные из ИВУК каскадов 1408-122 и 1112-122 кэВ, можно объяснить сильным подавлением функции УК из-за динамических магнитных, а возможно, и статистического квадрупольного взаимодействия ядер ^{152}Sm в относительно долгоживущем состоянии 122 кэВ. Сравнительно высокие величины \bar{H} , определенные в работах^{8,16/}, по-видимому, связаны с тем, что в образцах, использованных авторами этих работ, почти все ядра ^{150}Sm испытывают сверхтонкое магнитное поле. Действительно, учитывая факторы ослабления УК G_{kk} и определенную нами величину f, на основе ИВУК каскадов 1408-122, 1112-122 и 868-244 кэВ получаем значения $H=615/220/$, $H=580/300/$ и $H=790/280/$ кГс соответственно и среднюю взвешенную величину $H_{\text{св}}=660/95/$ кГс, согласующиеся с результатами работ^{8,16/}.

Отношение $\frac{H(\text{SmNi})}{H(\text{SmFe})}=0,254/45/$ в пределах погрешностей совпадает с отношением магнитных моментов атомов матрицы $\frac{\mu_{\text{ат}}(\text{Ni})}{\mu_{\text{ат}}(\text{Fe})}=0,273^{16/}$, что согласуется с систематикой экспериментальных данных о сверхтонких магнитных полях в ферромагнитных матрицах Fe и Ni.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Я.Ваврыщука и Ю.Селанко за помощь на отдельных этапах работы. Благодарим В.М.Цупко-Ситникова за интерес к настоящей работе и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ватсон Р., Фремен А. В кн.: Сверхтонкие взаимодействия в твердых телах, под. ред. Турова Е.А. М., "Мир", 1970, с. 77.
2. Будзыньски М. и др. В кн.: Тезисы докладов XXIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Рига. "Наука", Л., 1979, с. 450.
3. Будзыньски М. и др. В кн.: Тезисы докладов XXIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Рига, "Наука", Л., 1979, с. 451.
4. Niesen L. Hyperfine Interactions, 1976, 2, p. 15.
5. Wit H.P. et al. Hyperfine Interactions, 1978, 5, p. 233.
6. Kugel H.W. et al. Phys.Rev., 1976, 13B, p. 3697.
7. Alexander R.B. et al. Hyperfine Interactions, 1977, 3, p. 45.
8. Bernas H., Gabriel H. Phys.Rev., 1973, 7B, p. 468.
9. Abel F. et al. Solid State Commun. 1973, 13, p. 113.
10. Аликов Б.А. и др. В кн.: Прикладная ядерная спектроскопия. Атомиздат, М., 1977, с. 86.
11. Ваврыщук Я. и др. ОИЯИ, Р6-10703, Дубна, 1976.
12. Selanko J., Sowa M., Zuk W. I konferencja naukowa technologia elektronowa. Wroctaw-Karpacz 24-27 corzecznia 1980 str. 240.
13. Kalfas C.A. et al. J.Phys., 1973, A6, p. 247.
14. Rud N., Nielsen K.B. Nucl.Phys., 1970, A158, p. 546.
15. Стеффен Р.М., Фрауэнфельдер Г. В кн.: Возмущенные угловые корреляции. Атомиздат, М., 1966, с. 101.
16. Kugel H.W. et al. Nucl.Phys., 1972, A186, p. 513.
17. Diamond R.M. Phys.Rev., 1971, C3, p. 344.
18. Rud N. et al. Nucl.Phys., 1972, A191, p. 545.
19. Sunnar A.W. Phys.Rev., 1965, 98, p. 653.
20. Brik M. et al. Phys.Rev., 1959, 116, p. 730.
21. Samueli J.J., Sarazin A. J. Phys.Radium. 1961, 22, p. 692.

22. Bauer R.W. Deutch M. Phys.Rev., 1962, 128, p. 751.
23. Fossan D.B., Herskind B. Nucl.Phys., 1963, 40, p. 24.
24. Hubner A. Z. Phys., 1965, 183, p. 25.
25. Richter F.W. et al. Z.Phys. 1968, 213, p. 202.
26. Ashery D. et al. Nucl.Phys., 1966, 77, p. 650.
27. Bozek E. et al. Phys.Rev., 1975, 120, p. 1875.
28. Cohen R.L. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p. 511.
29. Lindhard J. et al. Mat.-Fys.-Nedd. Danske Videnshab Selskab. 1963, 33, p. 14.
30. Lindhard J., Scharff M. Phys.Rev., 1961, 124, p. 128.
31. Deutch B.J. In: Nuclear Interactions with Extranuclear Fields. "PWN Polish Scientific Publishers". Warsawa, 1974, p. 172.
32. Grodzins L. et al. Phys.Lett., 1966, 21, p. 214.
33. Hagemann F. et al. Phys.Lett., 1966, 21, p. 217.
34. Bronson J.D. et al. Phys.Rev., 1967, 163, p. 254.
35. Brenn R. et al. Z.Physik. 1968, 209, p. 197.
36. Klepper O., Spehl H. Z.Physik, 1968, 215, p. 425.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 марта 1981 года.