

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



A-537

10/6-76

P3 - 9497

1773/2-76

В.П.Алфименков, Л.Ласонь, Ю.Д.Мареев,
О.Н.Овчинников, Л.Б.Пикельнер, Э.И.Шарапов

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЯДЕР

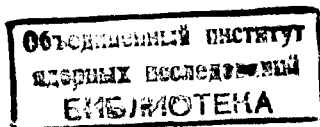
1976

P3 - 9497

В.П.Алфименков, Л.Ласонь, Ю.Д.Мареев,
О.Н.Овчинников, Л.Б.Пикельнер, Э.И.Шарапов

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЯДЕР

Направлено в "Nuclear Physics"



S u m m a r y

The magnetic dipole moments μ_J of compound states (neutron resonances) in holmium and terbium have been obtained by the neutron resonance energy shift method. This shift ΔE (formula 2) is due to the polarization f_N of nuclei at ultralow temperature in hf magnetic fields H inside ferromagnetic samples. For cooling a $^3\text{He}/^4\text{He}$ refrigerator /7/ was used. Shifts of resonances (Fig. 2) in neutron transmission were measured by time-of-flight method ($L = 58.5$ m, $\Delta t = 4 \mu\text{sec}$) at the booster at the pulsed reactor IBR-30 with 40 MeV Linac. The ΔE and μ_J -results are given in Table 3. The g -factors ($g = \mu/J$) deduced from these data and those reported earlier /3,5/ are presented in Fig. 4. The mean value $\bar{g} = 0.34 \pm 0.22$. The intrinsic dispersion $\Delta g = 0.51 \pm 0.20$ was obtained from the statistical treatment of data. Both, \bar{g} and Δg -values were compared with theoretical predictions in the frame of the thermodynamical approach /11,12/ and found to be consistent. Results point out to the distinct fluctuations of magnetic moments of neutron resonances.

Введение

Среди параметров, характеризующих атомное ядро, важное место занимает его магнитный момент. В настоящее время измерены магнитные моменты очень многих ядер, причем не только для основных, но и для возбужденных состояний. Однако все эти данные относятся к области возбуждения ядра значительно ниже энергии связи нейтрона. Между тем существует область хорошо изученных состояний ядер при энергии, близкой к энергии связи нейтрона /нейтронные резонансы/, в которой методами нейтронной спектроскопии получена обширная информация о положении уровней, их ширинах и спинах, но полностью отсутствовали данные о магнитных моментах этих состояний. Такие широко распространенные методы, как мессбауэровская спектроскопия или возбужденные угловые корреляции, не могли быть применены к высокоэнергетическим состояниям с временами жизни $\sim 10^{-15}$ с. Между тем сведения о магнитных моментах компаунд-состояний представляют значительный интерес, так как природа магнитных моментов этих состояний имеет сложный характер, и изучение их поставляет новую информацию о ядре.

Впервые на возможность измерения магнитных моментов нейтронных резонансов указал Ф.Л.Шапиро /1, 2/. Им было предложено использовать для определения магнитных моментов энергетический сдвиг резонансов в экспериментах с поляризованными нейтронами или поляризованными ядрами, возникающий за счет сверхтонкого взаимодействия магнитного момента ядра с внутриатомным магнитным полем. Величина энергетического сдвига

резонанса ΔE /в сравнении со случаем отсутствия поляризации/ для пропускания поляризованных нейтронов через неполяризованную мишень определяется выражениями:

$$\Delta E = -\frac{1}{3} f_n H \{ [1 + 2/(2I + 1)] \mu_J - \mu_I \}, \quad J = I + 1/2$$

$$\Delta E = -\frac{1}{3} f_n H [(1 + 1/I) \mu_I - \mu_J], \quad J = I - 1/2, \quad /1/$$

а для пропускания неполяризованных нейтронов - через поляризованную ядерную мишень

$$\Delta E = -f_N H \{ [1 - 1/(2I + 1)(I + 1)] \mu_J - \mu_I \}, \quad J = I + 1/2$$

$$\Delta E = -f_N H (\mu_J - \mu_I), \quad J = I - 1/2. \quad /2/$$

Здесь H - магнитное поле на ядре, f_n и f_N - поляризация нейтронов и ядер, I и J - спины ядра-мишени и компаунд-ядра, μ_I и μ_J - магнитные моменты соответствующих состояний.

Сложность эксперимента связана в первую очередь с малостью наблюдаемого эффекта. Действительно, если принять максимально возможные величины поляризации, равные единице, и максимальное значение магнитного поля $H \approx 10^7$ Э, которое может быть получено на ядрах некоторых редкоземельных элементов, то при разности $\mu_J - \mu_I = \mu_N$ /один ядерный магнетон/ величина сдвига составит всего около $3 \cdot 10^{-5}$ эВ. Этот сдвиг следует сравнивать с собственной шириной уровня, составляющей около 0,1 эВ.

Такие эксперименты были начаты несколько лет назад в Объединенном институте ядерных исследований^{/3/}. Из двух возможных вариантов эксперимента, отмеченных выше, нами был выбран метод пропускания неполяризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень. Метод измерения с поляризованными нейтронами, реализованный в Брукхейвене^{/4/}, осложнен побочными эффектами и, по-видимому, нуждается в доработке.

В наших первых работах были получены значения магнитных моментов для нескольких резонансов ¹⁶⁷Er^{/3/} и ^{161,163}Dy^{/5/}. В настоящей работе были измерены магнитные моменты для резонансов ¹⁵⁹Tb и ¹⁶⁵Ho, проведен статистический анализ данных по g -факторам и сравнение результатов с теорией.

Эксперимент

Измерения проводились по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30 с инжектором при длительности нейтронного импульса 4 мкс и пролетном расстоянии 58,5 м. Схема эксперимента приведена на рис. 1. В качестве мишени использовались пластинки из металлических тербия и гольмия толщиной соответственно $1,8 \cdot 10^{21}$ и $0,6 \cdot 10^{21}$ яд/см², ферромагнитные при температурах ниже 219 К и 20 К. Выбор ядер, с которыми проводились исследования, был обусловлен наличием удобных для измерения низкоэнергетических резонансов и большими внутренними магнитными полями $H = 3,1 \cdot 10^6$ Э у тербия и $7,3 \cdot 10^6$ Э у гольмия/. Последнее обстоятельство важно как с точки зрения величины сдвига ΔE , пропорционального H , так и для получения высокой поляризации ядер внутри доменов при охлаждении. При этом средняя поляризация по всей мишени в отсутствие внешнего поля равна нулю, что упрощает наблюдение сдвига резонансов.

Так как исследуемые резонансы тербия и гольмия, параметры которых^{/6/} приведены в табл. 1, не перекрываются, оказалось возможным измерять прохождение нейтронов через обе мишени, стоящие в криостате одна за другой. Криостат с растворением ³He в ⁴He^{/7/} обеспечивал стабильную температуру 0,04 К, при которой поляризация ядер внутри доменов $f_N \geq 0,98$. Для разрушения поляризации температура поднималась до 1,5 К. При этом остаточная поляризация составляла 0,08 для Tb и 0,29 для Ho.

Переход от одной температуры к другой занимал около часа, что делало невозможным частое чередование измерений с поляризацией и без нее. В наших эк-

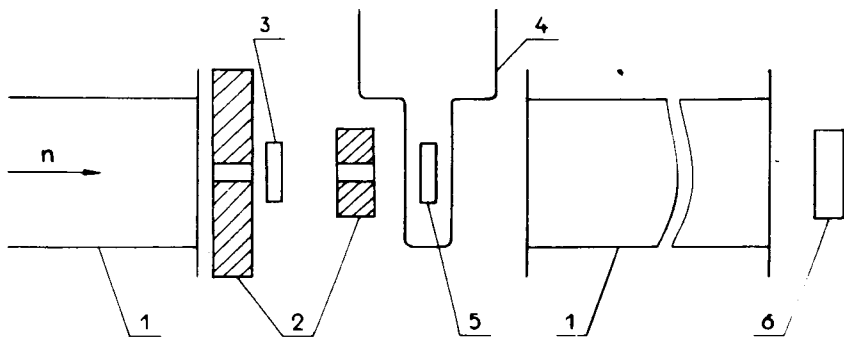


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 - вакуумные нейтронопроводы, 2 - коллиматоры, 3 - мишени из теллура и сурьмы, 4 - криостат, 5 - мишени из тербия и гольмия, 6 - детектор нейтронов.

Таблица I

Параметры исследованных резонансов тербия и гольмия

ядро-мишень	^{159}Tb	^{159}Tb	^{159}Tb	^{165}Ho	^{165}Ho
энергия E_0 эВ	3,35	4,99	11,1	3,93	12,7
Γ_n мэВ	0,34	0,081	7,8	2,1	10,5
Γ_γ мэВ	80		87	85	
g	2	1	2	4	4

в экспериментах измерение с данной поляризацией продолжалось 12 час. В условиях редкого чередования особое внимание обращалось на контроль временной стабильности всей аппаратуры. Кроме того, учитывая малость измеряемого эффекта, необходимо было иметь возможность объективной оценки точности измерения сдвига ΔE .

Контроль временной шкалы анализатора осуществлялся с помощью реперных резонансов теллура и сурьмы, мишени из которых постоянно находились в пучке нейтронов, как это показано на рис. 1. Нейтроны, прошедшие через мишени, регистрировались жидкостным сцинтилляционным детектором^{/8/}, а временной спектр накапливался в анализирующей системе^{/9/}, созданной на базе малой вычислительной машины ТРА-1001. Вся измерительная система обеспечивала возможность работы при загрузках около $3 \cdot 10^5$ имп/с, что было необходимо для получения высокой статистической точности.

Спектр, полученный за 12 час. измерения, передавался на ЭВМ БЭСМ-4 и записывался на магнитную ленту для дальнейшей обработки. На рис. 2 показан участок такого спектра. После этого менялась температура мишеней в криостате, и измерение повторялось. Два спектра составляли пару для совместной обработки. Всего в ходе эксперимента была получена 31 пара таких спектров.

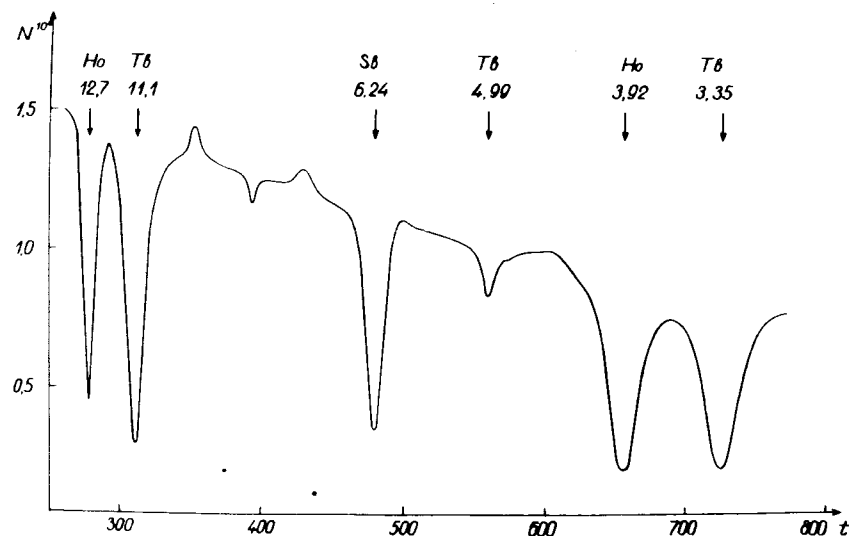


Рис. 2. Участок экспериментального спектра, полученного за 12 часов измерений. t - номер канала анализатора, ширина канала 2,5 мкс. N - число отсчетов на канал в единицах 10^6 .

Обработка экспериментальных данных и результаты

Обработка каждой пары спектров проводилась независимо от остальных. Это позволяло выявить возможные аппаратные ошибки и давало объективный критерий для оценки точности результатов. Определение сдвига резонанса в спектре с поляризованными ядрами относительно его положения для неполяризованной мишени /точнее, для мишени с малой остаточной поляризацией/ производилось следующим образом. Пусть F_i^o и F_i^* - число отсчетов в i -ом канале временного анализатора для двух рассматриваемых спектров. Различия в спектрах, помимо изучаемого сдвига, может быть обусловлено какими-либо изменениями во временных характеристиках аппаратуры, что приведет к сдвигу по оси абсцисс, или изменением мощности реактора, эффективности детектора, фона, что приведет к растяжению или сдвигу спектра по оси ординат.

Образует теперь новый спектр в виде

$$F_i^T = (F_i^* - \frac{\partial F_i^*}{\partial t} \Delta t)k + \phi \quad /3/$$

и будем искать минимум функционала

$$\chi^2 = \sum (F_i^o - F_i^T)^2 w_i, \quad /4/$$

варьируя параметры Δt , k и ϕ . В выражении /4/ w_i - статистический вес каждой точки, а сумма берется по всем каналам, включающим рассматриваемый резонанс.

Найденный таким образом параметр Δt характеризует временной сдвиг данного резонанса в одном спектре относительно другого. Такая обработка по методу наименьших квадратов проводилась для всех резонансов, как реперных, так и исследуемых. Среднее взвешенное значение $\langle \Delta t \rangle$ по реперным резонансам характеризовало сдвиг временной шкалы, обусловленный аппаратными причинами. Разности $\tau_j = \Delta t_j - \langle \Delta t \rangle$, где j - номер резонанса, для тербия или гольмия характеризовали сдвиги уровней, связанные с поляризацией ядер и сверхтонким взаимодействием.

Описанная процедура применялась для обработки каждой из 31 пары спектров. Так как каждая пара спектров является полностью независимой от остальных, то полученные для j -го резонанса значения τ_j должны быть нормально распределены вокруг среднего значения $\langle \tau_j \rangle$, вычисленного по всем парам, а ширина распределения дает объективную оценку точности измерений.

На рис. 3 приведены гистограммы для резонансов ТЬ /3,35 эВ/, Но / 3,93 эВ/ и одного из реперных резонансов /Sb 6,24 эВ/. Здесь же плавной кривой нанесено нормальное распределение со средним значением,

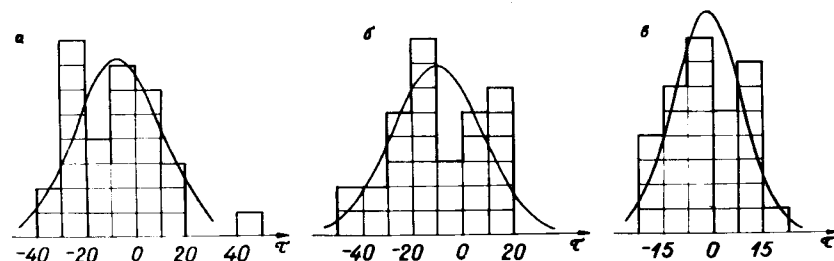


Рис. 3. Распределение экспериментальных значений временных сдвигов τ для резонансов а/ ТЬ - 3,35 эВ, б/ Но - 3,93 эВ, в/ Sb - 6,24 эВ. Плавные линии - нормальные распределения вокруг $\langle \tau \rangle$ с дисперсией, обусловленной только статистикой числа отсчетов в спектрах.

равным $\langle \tau_j \rangle$, и дисперсией, найденной при расчете по методу наименьших квадратов на ЭВМ и учитывающей только статистику числа отсчетов в спектре. Видно, что ширина гистограммы хорошо согласуется с ожидаемой шириной нормального распределения, что указывает на отсутствие заметных систематических ошибок в измеренных спектрах.

В табл. 2 и 3 приведены экспериментальные данные о сдвигах для реперных резонансов и резонансов ТЬ и Но. Ошибка среднего значения $\langle \tau \rangle$ вычислялась через дисперсию экспериментальных значений τ . Переход от временного сдвига к энергетическому проводился по известному соотношению $\Delta E = -2E_0 \tau / t$, где E_0 и t - энергия резонанса и время пролета нейтрона.

Таблица 2

Экспериментальные данные о сдвигах реперных резонансов

ядро-мишень	^{123}Te	^{121}Sb	^{121}Sb	^{123}Sb	^{123}Te
энергия E_0 эВ	2,33	6,24	15,4	21,6	24,1
$\langle \tau \rangle$ нс	$-1,5 \pm 4,5$	$-1,7 \pm 1,8$	$0,2 \pm 1,0$	$-1,8 \pm 1,2$	$3,1 \pm 1,6$

Таблица 3

Экспериментальные данные о сдвигах и магнитных моментах резонансов ^{159}Tb и ^{165}Ho .

ядро-мишень	^{159}Tb	^{159}Tb	^{159}Tb	^{165}Ho	^{165}Ho
E_0 эВ	3,35	4,99	11,1	3,93	12,7
$\langle \tau \rangle$ нс	$-6,7 \pm 3,1$	$3,8 \pm 6,2$	$-1,8 \pm 2,2$	$-9,7 \pm 3,2$	$-0,2 \pm 1,4$
$\langle \Delta E \rangle$ мкэВ	19 ± 9	-20 ± 33	31 ± 39	36 ± 12	4 ± 30
μ_g (яд.магн)	$-0,2 \pm 1,0$	$4,3 \pm 3,7$	$-1,7 \pm 4,4$	$1,8 \pm 0,7$	$3,9 \pm 1,9$

Для нахождения магнитных моментов компаунд-состояний в выражение /2/ подставлялись экспериментальные значения $\langle \tau \rangle$ и известные константы H и μ_N . Для тербия $\mu_N = 2,0$ и для гольмия $\mu_N = 4,0$ ядерных магнетона/ 10^6 . Вместо ядерной поляризации $[N]$ использовалась разность поляризаций при двух указанных выше температурах мишени. Полученные таким образом значения магнитных моментов приведены в табл. 3.

Обсуждение результатов

Экспериментальные данные настоящей работы вместе с полученными ранее в работах /3, 5/ сведены в табл. 4, где даны также значения g -факторов $g = \mu_g / \mu_N$ для всех изученных резонансов.

Таблица 4

Экспериментальные данные по магнитным моментам и g -факторам нейтронных резонансов ядер

Ядро-продукт	E_0 эВ	μ_g, μ_N	g
Tb-160	3,35	$-0,2 \pm 1,0$	$-0,1 \pm 0,5$
Tb-160	4,99	$4,3 \pm 3,7$	$4,3 \pm 3,7$
Tb-160	11,1	$-1,7 \pm 4,4$	$-0,8 \pm 2,2$
Dy-162	2,72	$-0,4 \pm 0,7$	$-0,13 \pm 0,23$
Dy-162	3,69	$-1,8 \pm 0,9$	$-0,90 \pm 0,45$
Dy-162	4,35	$0,5 \pm 1,2$	$0,25 \pm 0,60$
Dy-164	1,71	$2,8 \pm 0,5$	$1,40 \pm 0,25$
Ho-166	3,93	$1,8 \pm 0,7$	$0,45 \pm 0,17$
Ho-166	12,7	$3,9 \pm 1,9$	$0,98 \pm 0,47$
Er-168	0,46	$0,9 \pm 0,4$	$0,22 \pm 0,10$
Er-168	0,58	$1,8 \pm 0,9$	$0,6 \pm 0,3$

Как видно из таблицы, точность измерения магнитных моментов невелика: минимальная ошибка составляет 0,4 ядерного магнетона. Трудно ожидать значительного улучшения точности в дальнейшем, так как уже такая точность требует регистрации сдвига с ошибкой, не превышающей $0,5 \pm 1 \cdot 10^{-5}$ эВ для ядер с максимальным сверхтонким полем. Круг ядер, для которых возможны подобные измерения, помимо необходимости иметь поле на ядре порядка 10^6 Э, ограничен и наличием низкоэнергетических резонансов у исследуемых ядер, так как с увеличением энергии нейтронов ошибка измерения энергетических сдвигов быстро растет. Все это приводит к выводу, что нельзя ожидать в ближайшие годы заметного увеличения числа исследованных уровней. Однако уже та информация о магнитных моментах компаунд-

состояний ядер, которая получена, позволяет провести сравнение с теоретическими оценками и сделать некоторые заключения.

В работах^{11, 12/} проведен расчет магнитных моментов возбужденных состояний деформированных ядер на основе термодинамического подхода и получены оценки для среднего значения g -фактора и величины флуктуаций вокруг среднего. Для деформированных ядер в редкоземельной области получены одинаковые средние значения $\bar{g} = Z/A \approx 0,4$, но различные среднеквадратичные отклонения от среднего: $\Delta g \approx 0,50$ в^{11/} и $\Delta g \approx 0,25$ в работе^{12/}. В рамках проведенных расчетов результаты для соседних ядер не различаются, что позволяет нам при сравнении с теорией рассматривать все полученные экспериментальные результаты как единый статистический ансамбль.

Из рассмотрения значений g , приведенных в табл. 4 и на рис. 4, можно заключить, что различия между ними заметно больше, чем величина ошибки измерения. Это указывает на наличие флуктуаций g от резонанса к резонансу.

В дальнейшем мы будем принимать, что наблюдаемая дисперсия g -факторов D_H складывается из двух независимых компонентов: истинной дисперсии $D_{ис}$, обусловленной физической природой магнитных моментов, и дисперсией $D_{ош}$, связанной с ошибками измерения:

$$D_H = D_{ис} + D_{ош} \quad /5/$$

При вычислении среднего значения \bar{g} необходимо принимать во внимание различную точность измерений для разных резонансов, т.е. брать взвешенные значения g_i . Учитывая наличие истинной дисперсии, в качестве весов принимались величины

$$w_i = (D_{ис} + \Delta g_i^2)^{-1}, \quad /6/$$

где Δg_i - ошибка измерения g_i .

Так как величина $D_{ис}$ заранее не известна, были использованы последовательные приближения. В качестве первого приближения для \bar{g} было взято среднее ариф-

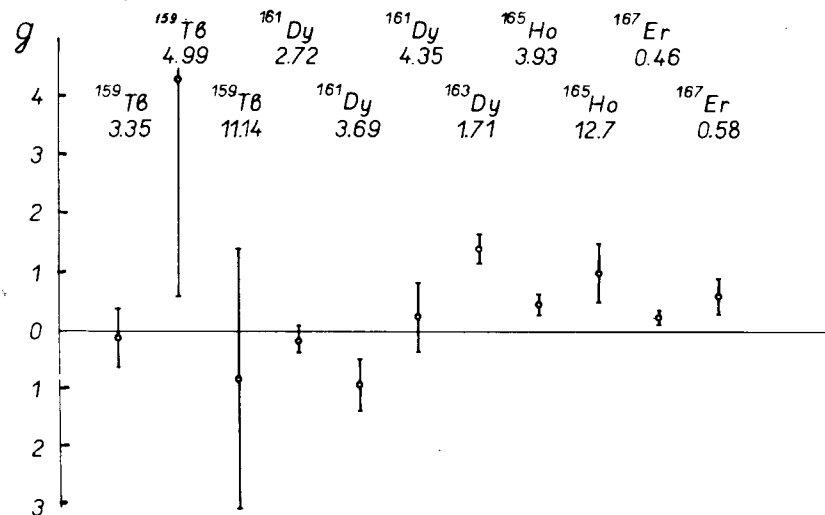


Рис. 4. Значения g -факторов всех исследованных резонансов.

метическое по 9 резонансам $\bar{g}(1) = 0,31$. Из рассмотрения исключены два резонанса тербия с энергией 4,99 и 11,1 эВ, так как их ошибки значительно превышают остальные и перекрывают весь диапазон флуктуаций величин g . С найденным значением $\bar{g}(1)$ была рассчитана для этих же резонансов наблюдаемая дисперсия

$$D_H(1) = \frac{1}{8} \sum_{i=1}^9 (g_i - \bar{g}(1))^2 = 0,45,$$

которая оказалась заметно больше, чем дисперсия, связанная с ошибками измерений для тех же резонансов

$$D_{ош} = \frac{1}{9} \sum \Delta g_i^2 = 0,12.$$

Отсюда была получена оценка для истинной дисперсии

$$D_{ис}(1) = D_H(1) - D_{ош} = 0,33.$$

Подставляя ее в выражение /6/, можно найти веса w_i и средневзвешенное значение $\bar{g}(2) = 0,33$. Этот результат не изменяется при включении двух исключенных выше резонансов тербия из-за их малого статистического веса.

Расчет дисперсии D_H с весами w_i

$$D_H(2) = \frac{\sum (g_i - \bar{g})^2 w_i}{\sum w_i}$$

приводит к величине $D_H(2) = 0,38$ для 9 резонансов. Следующее приближение дало практически совпадающие с предыдущим результаты

$$\bar{g} = 0,34 \text{ и } D_H = 0,38,$$

которые можно считать окончательными.

Обычная процедура оценки стандартной ошибки среднего значения из наблюдаемой дисперсии приводит к результату

$$\bar{g} = 0,34 \pm 0,22.$$

Для оценки ошибки дисперсии воспользуемся соотношением

$$\Delta D_H = \sqrt{\frac{2}{n-1}} D_H. \quad /7/$$

Соотношение /7/ справедливо для случайной выборки объемом n случайной величины, распределенной по нормальному закону с дисперсией D_H /см., например,^{/13/}. В нашем случае эти условия можно считать приближенно выполненными, поскольку ошибки измерений меньше или равны величине истинных флуктуаций g .

Оценка по формуле /7/ дает $\Delta D_H = 0,19$. Эта же ошибка может быть приписана и интересующей нас величине $D_{ис}$ так как погрешность $D_{оп}$ значительно меньше. Окончательно получаем для истинной дисперсии $D_{ис} = 0,26 \pm 0,19$ и для среднеквадратичного отклонения $\Delta g = 0,51 \pm 0,20$. Ошибка величины Δg получена как медианное значение из интервала ошибок $D_{ис}$.

Сопоставим теперь экспериментальные и теоретические оценки. Среднее значение \bar{g} , полученное в эксперименте, совпадает с теоретической оценкой $g \approx 0,4$ и не нуждается в комментариях. Что касается разброса g -факторов, то экспериментальное значение Δg согласуется с оценкой 0,5 из работы^{/11/} и несколько выше значения 0,25, предсказанного в работе^{/12/}. Однако в этой последней работе отмечалось, что значение 0,25 является минимальной оценкой, и были указаны пути ее

увеличения. Таким образом, полученные нами экспериментальные данные по магнитным моментам компаунд-состояний ядер подтверждают теоретические оценки для средней величины g -факторов и указывают на сравнительно высокое значение флуктуаций магнитных моментов, хотя статистическая надежность последнего заключения оставляет желать лучшего.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить признательность И.М.Франку за интерес к работе, Г.Г.Бунатяну за полезные обсуждения, Т.С.Афанасьевой, Б.А.Родионову, В.А.Вагову, Ш.Салаи - за помощь в подготовке аппаратуры и проведении измерений.

Литература

1. F.L.Shapiro. "Research Applications of Nuclear Pulsed Systems" (Vienna, IAEA, 1967), p. 176.
2. F.L.Shapiro. "Polarized Targets and Ion Sources" (Saclay, CEA, 1967), p. 339.
3. В.П.Алфименков, Г.П.Жуков и др. ЯФ, 17, вып. 1, 13 /1973/.
4. K.H.Beckurts and G.Brunhart. Phys.Rev., C1, 766 /1970/.
5. V.P.Alfimenkov et al. Phys.Lett., 53B, 429 /1975/.
6. "Neutron Cross Sections". BNL, Third Edition, 1/1973/.
7. В.П.Алфименков, О.Н.Овчинников. Препринт ОИЯИ, P8-9168, Дубна, 1975.
8. Х.Малэцки, Л.Б.Пикельнер и др. ОИЯИ, 13-6609, Дубна, 1972.
9. В.А.Вагов, В.Н.Замрий, Ш.Салаи. VII Международный симпозиум по ядерной электронике. Будапешт-73, ОИЯИ, Д13-7616, Дубна, 1974, стр. 358.
10. "Hyperfine Interactions in Excited Nuclei" (ed. G.Goldring and R.Kalish, New York, 1971), p.1255.
11. Р.Н.Кушлин. ЯФ, 6, вып. 5, 969 /1967/.
12. Г.Г.Бунатян. ОИЯИ, P4-8889, Дубна, 1975.
13. Д.Худсон. "Статистика для физиков", Москва, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 января 1976 года.