

ЯФР, 1973, т. 17, вып. 1, с 13-20.  
30/x-72

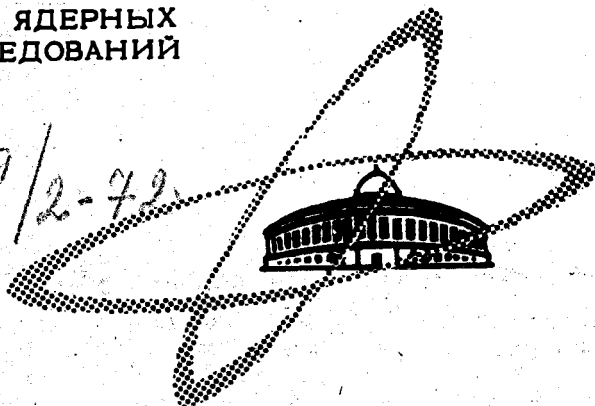
A-537

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P3 - 6611

3409 / 2-72



В.П.Алфименков, Г.П.Жуков, Г.Н.Зимин, Л.Ласонь,  
Ю.Д.Мареев, О.Н.Овчинников, Л.Б.Пикельнер,  
И.М.Саламатин, В.Г.Тишин, Ф.Л.Шапиро, Э.И.Шарапов

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ СОСТОЯНИЙ  $^{168}\text{Er}$ ,  
ВОЗБУЖДАЕМЫХ ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

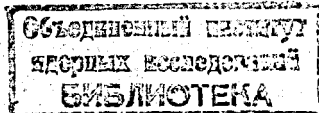
1972

РЗ - 6611

В.П.Алфименков, Г.П.Жуков, Г.Н.Зимин, Л.Ласонь,  
Ю.Д.Мареев, О.Н.Овчинников, Л.Б.Пикельнер,  
И.М.Саламатин, В.Г.Тишин, Ф.Л.Шапиро, Э.И.Шарапов

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ СОСТОЯНИЙ  $^{168}\text{Er}$ ,  
ВОЗБУЖДАЕМЫХ ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ

*Направлено в ЯФ*



P3 - 6611

Алфименков В.П., Жуков Г.П., Зимин Г.Н.,  
Ласонь Л., Мареев Ю.Д., Овчинников О.Н., Пикельнер Л.Б.,  
Саламатин И.М., Тишин В.Г., Шапиро Ф.Л., Шарапов Э.И.

Магнитные моменты состояний  $^{168}\text{Er}$ , возбуждаемых  
при захвате нейтронов

Методом пропускания нейтронов через поляризованную мишень измерены магнитные моменты нейтронных резонансов  $^{167}\text{Er}$  с энергией 0,460 и 0,548 эв. Получены значения  $\mu_j$  (0,460) = (0,9±0,4)  $\mu_N$  и  $\mu_j$  (0,584) = (1,8±0,9)  $\mu_N$ .

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна, 1972

P3 - 6611

Alfimenkov V.P., Zhukov G.P., Zimin G.N.,  
Lason L., Mareev Yu.D., Ovchinnikov O.N.,  
Pikelner L.B., Salamatin I.M., Tishin V.G.,  
Shapiro F.L., Sharapov E.I.

Magnetic Moments of  $^{168}\text{Er}$  States Excited  
by Neutron Capture

Magnetic moments of the neutron resonances in  $^{167}\text{Er}$  at 0.460 and 0.584 eV were measured using the technique of neutron transmission through the polarized target. The following values are obtained  $\mu_j$  (0.460) = (0.9±0.4)  $\mu_N$  and  $\mu_j$  (0.584) = (1.8±0.9)  $\mu_N$ .

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1972

## I. Введение

Исследование свойств уровней ядер, возбуждаемых при захвате медленных нейтронов, — одно из давних и хорошо развитых направлений ядерной физики. Методами нейтронной спектроскопии практически для всех стабильных и некоторых радиоактивных ядер определено большое количество таких параметров уровней, как энергия  $E_0$ , нейтронная ширина  $\Gamma_n$ , радиационная ширина  $\Gamma_\gamma$ , делительная ширина  $\Gamma_f$ , спин  $j$ , четность. В то же время магнитный момент  $\mu$  компаунд-ядра до последнего времени не поддавался экспериментальному определению. Разработанные ранее методы определения магнитных моментов ядер были неприемлемы в случае уровней с временем жизни порядка  $10^{-15}$  сек, характерным для нейтронных резонансов.

В работах /1,2/ для определения магнитных моментов компаунд-ядер было предложено использовать сдвиг резонансов, возникающий за счет сверхтонкого взаимодействия в экспериментах с поляризованными нейтронами или поляризованными ядрами. Возможны два варианта опыта. Первый заключается в пропускании поляризованных нейтронов через неполяризованную мишень, находящуюся во внешнем магнитном поле для ориентации внутренних магнитных полей на ядрах. Во втором варианте неполя-

ризованный нейтронный пучок пропускается через мишень, ядра которой поляризованы во внутренних магнитных полях. Величины сдвига резонанса (в сравнении со случаем отсутствия поляризации) даются для этих двух вариантов следующими выражениями:

$$f_N = 0 \begin{cases} \Delta E = -\frac{1}{3} f_n H \left[ \left(1 + \frac{2}{2I+1}\right) \mu_j - \mu_I \right], & (j = I + \frac{1}{2}) & (1) \\ \Delta E = -\frac{1}{3} f_n H \left[ \left(1 + \frac{1}{I}\right) \mu_I - \mu_j \right], & (j = I - \frac{1}{2}) & (2) \end{cases}$$

$$f_n = 0 \begin{cases} \Delta E = -f_N H \left\{ \left[ 1 - \frac{1}{(2I+1)(I+1)} \right] \mu_j - \mu_I \right\}, & (j = I + \frac{1}{2}) & (3) \\ \Delta E = -f_N H (\mu_j - \mu_I), & (j = I - \frac{1}{2}) & (4) \end{cases}$$

Здесь  $\Delta E$  — сдвиг резонанса,  $H$  — магнитное поле на ядре,  $f_n$  и  $f_N$  — поляризации нейтронов и ядер,  $I$  — спин ядра-мишени,  $j$  — спин компанд-ядра,  $\mu_I$  и  $\mu_j$  — магнитные моменты соответствующих состояний. Оба варианта опыта очень сложны из-за малости эффектов. Действительно, при экстремально большом внутреннем поле  $H = 10^7$  эрст и магнитном моменте  $\mu$ , равном одному ядерному магнетону  $\mu_N$ , величина  $\mu H$ , дающая оценку сдвига при  $\mu_j - \mu_I = \mu_N$ , составляет всего  $3 \cdot 10^{-5}$  эв, тогда как собственная ширина резонансов тяжелых ядер близка к  $10^{-1}$  эв.

Первый эксперимент по определению магнитных моментов компанд-ядра был выполнен Бекуртсом и Брунхартом<sup>/3/</sup>. В качестве ядра-мишени был выбран  $^{167}\text{Er}$ , имеющий сильное внутреннее поле  $H = 7 \cdot 10^6$  эрст и удобные для измерений резонансы при энергиях нейтро-

нов 0,460 и 0,548 эв. Используя поляризованные нейтроны и неполяризованную намагниченную мишень, они определили магнитные моменты двух указанных состояний:  $\mu_j(0,460) = (-0,45 \pm 0,74) \mu_N$  и  $\mu_j(0,548) = (5,9 \pm 1,2) \mu_N$ .

Первый из них близок к магнитному моменту ядра-мишени  $\mu_j = -0,56 \mu_N$ , а второй значительно выше.

В связи с новизной и важностью подобных результатов нами были измерены магнитные моменты этих же состояний, но другим методом: сопоставлением пропусканий неполяризованных нейтронов через поляризованную и неполяризованную эрбиевые мишени.

## II. Схема эксперимента

Измерения проводились по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30 ОИЯИ /4/ при следующих условиях: длительность нейтронного импульса 70 мксек; частота 4 гц; средняя мощность реактора 25 квт; пролетное расстояние 58,5 м.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. В качестве мишени использовалась ненамагниченная пластинка из металлического эрбия, ферромагнитного при температурах ниже 20°К. Глубокое охлаждение такой мишени позволяет достичь высокой поляризации ядер внутри доменов. В то же время средняя по мишени поляризация отсутствует, что упрощает наблюдение сдвигов резонансов. Мишень имела размеры 60x100 мм<sup>2</sup> при толщине 0,2 мм ( $n = 1,5 \cdot 10^{20}$  ядер <sup>167</sup>Er на см<sup>2</sup>). Криостат, в который помещалась мишень, был расположен на расстоянии 32 м от реактора и представлял собой рефрижиратор непрерывного действия с раствором <sup>3</sup>He в <sup>4</sup>He, подобный описанному в /5/. Прямое охлаждение мишени раствором <sup>3</sup>He в <sup>4</sup>He в нашем случае было неприемлемым, поэто-

му мишень помещалась в контейнер, заполненный жидким  ${}^4\text{He}$  и отделенный от объема ванны растворения медной стенкой. Для улучшения теплосвязи между мишенью и раствором поверхность этой стенки была сильно развита как в сторону раствора, так и в сторону  ${}^4\text{He}$ . Температура мишени контролировалась угольными термометрами, изготовленными в Институте физических проблем АН СССР /6/. Термометры помещались непосредственно в жидкий  ${}^4\text{He}$ , заполнявший контейнер с мишенью. На мишени стабильно поддерживалась температура  $T \approx 0,02^\circ\text{K}$ , что при  $I = 7/2$  и указанных выше значениях  $\mu_1$  и  $H$  обеспечивало поляризацию  $f_N \approx 0,97$ . Для разрушения поляризации мишень нагревалась до температуры  $T \approx 0,5^\circ\text{K}$ . При этом остаточная поляризация составляла  $f_N \approx 0,12$ . Переход от одной температуры к другой занимал около часа, что делало невозможным быстрое чередование измерений с поляризацией и без нее. Мы меняли температуру примерно после трех часов измерений. В условиях редкого чередования измерений особое значение приобретает контроль за стабильностью аппаратуры. В связи с этим в пучке постоянно находился родиевый фильтр, резонанс которого при энергии 1,257 эв служил для привязки временной шкалы анализатора. Кроме этого, пучок нейтронов коллиматором с двумя окнами  $50 \times 80 \text{ мм}^2$  был раздвоен таким образом, что один пучок проходил через основную мишень, описанную выше, а второй - через аналогичную мишень из эрбия, помещенную в том же криостате при постоянной температуре  $T \approx 10^\circ\text{K}$ . Расстояние между окнами коллиматора составляло 40 мм, так что оба пучка регистрировались одним детектором, описанным ниже. За криостатом находилась заглушка, которая поочередно перекрывала один или другой пучок. Спектр при этом записывался, соответственно, в первую или вторую половины памяти временного анализатора. Таким образом, наряду с основным измерением, где определялся

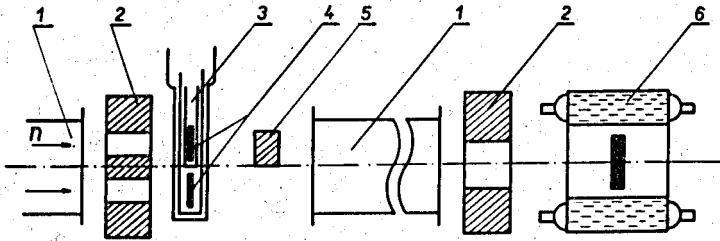


Рис. 1. Схема эксперимента. 1. Вакуумные нейтроноводы. 2. Коллиматоры. 3. Криостат. 4. Эрбиевые мишени. 5. Заглушка. 6. Детектор.

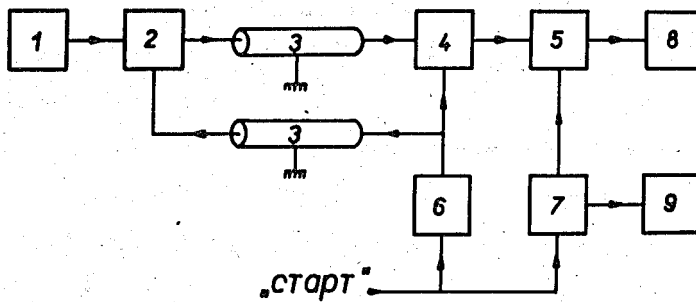


Рис. 2. Блок-схема измерительной аппаратуры. 1. Детектор. 2. Интегратор. 3. Кабельные линии. 4. Амплитудный кодировщик. 5. Запоминающее устройство. 6. Временной кодировщик. 7. Блок управления. 8. ЭВМ. 9. Механизм перемещения заглушки.



сдвиг резонансов, обусловленный поляризацией, велось контрольное, в котором этот сдвиг был заведомо нулевым.

В наших условиях для полного использования интенсивностей нейтронных пучков необходимо было обеспечить работу регистрирующей аппаратуры в условиях высокой мгновенной загрузки, достигавшей  $5 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{сек}}$ .

В связи с этим был использован токовый метод регистрации /7/, свободный от просчетов, связанных с недостаточным быстродействием аппаратуры.

### III. Измерительная аппаратура

Блок-схема измерительной аппаратуры представлена на рис. 2. Детектор (1) и интегратор (2) размещены в экспериментальном павильоне. Интегратор связан кабельными линиями (3) длиной около 1 км с анализирующей системой. Расположенная в измерительном центре Лаборатории анализирующая система включала в себя амплитудный кодировщик на 128 каналов (4), временной кодировщик на 1024 канала (6), запоминающее устройство на 2048 каналов с емкостью в канале  $\approx 65000$  (5) и блок управления (7).

В качестве детектора нейтронов использовался жидкостный сцинтилляционный ( $n, \gamma$ )-детектор /8/ объемом 210 л, имеющий цилиндрический канал диаметром 30 см вдоль оси нейтронного пучка. В канал помещался набор дисков из плексигласа и смеси редкоземельных элементов, обладающих большим сечением радиационного захвата. Объем сцинтиллятора просматривался двенадцатью фотоумножителями ФЭУ-49.

Выход параллельно соединенных детекторных ФЭУ подключался на вход интеграторов тока. Накопительная емкость интегратора в течение

16 мксек (ширина временного канала) заряжалась током ФЭУ, а затем разряжалась до нулевого уровня импульсом канальной серии, поступавшим по кабелю от временного кодировщика. Амплитуда импульса напряжения на выходе интегратора при не очень малых входных токах линейно связана с величиной тока. Чувствительность интегратора в линейной области составляла величину  $\approx 15 \text{ в/ма}$ . Для обеспечения линейности измерительной системы использовалась подпитка интегратора постоянным током.

Импульсы с выхода интегратора поступали по кабелю на амплитудный кодировщик, который запускался импульсами канальной серии. Параллельный семиразрядный двоичный код с амплитудного кодировщика, несущий информацию о величине сигнала с интегратора, подавался на запоминающее устройство. Временной кодировщик, управляющий переносом кодов из амплитудного кодировщика в запоминающее устройство, запускался импульсом "старт", синхронизированным с нейтронной вспышкой реактора.

В качестве запоминающего устройства использовался промышленный анализатор АИ-2048 <sup>/9/</sup>, переоборудованный для нашего режима работы. Числовой регистр анализатора был переделан в девятиразрядный полусумматор, позволявший вместо обычной арифметической операции "+1" проводить операцию " $+n$ " ( $n \leq 2^9 - 1$ ). Полусумматор выполнен на стандартных ячейках АИ-2048 по классической схеме. Кроме этого, в анализаторе была обеспечена возможность по команде от блока управления записывать числа с амплитудного кодировщика либо в первой, либо во второй половине памяти.

Блок управления обеспечивал автоматическое перемещение заглушки из одного пучка в другой с соответствующим переключением половин памяти анализатора. На время перемещения заглушки измерительная

система блокировалась. Продолжительность непрерывного измерения с каждой из мишеней и число таких измерений в одном замере задавались блоком управления по набору определенного количества стартовых импульсов. Время одного замера выбиралось таким образом, чтобы не переполнить емкости канала временного анализатора. После конца замера информация из анализатора через устройства связи передавалась на ЭВМ БЭСМ-4 для хранения и последующей обработки.

#### IV. Измерения и обработка результатов

Измерения спектров для двух мишеней проводились следующим образом. Время непрерывного измерения с каждой из мишеней задавалось по набору 100 стартовых импульсов и вместе со временем перемещения заглушки составляло около 30 сек. Один замер состоял из 16-ти таких измерений с каждой из мишеней и занимал примерно 20 мин. После конца замера спектры из анализатора передавались на БЭСМ-4, и проводился следующий замер. При неизменных температурах мишеней проводилось 8 замеров, что занимало около 3-х часов. Затем температура основной мишени изменялась, и проводилось 8 замеров в новых условиях. Два таких 3-часовых измерения, отличающиеся по температуре основной мишени, давали две пары спектров (для основной и контрольной мишеней). На рис. 3 в качестве иллюстрации приведен один из спектров пары. Всего в рабочей серии измерений было получено 25 пар спектров.

Для отбраковки результатов измерений, неудовлетворительных из-за сбоев измерительной аппаратуры, и для корректной оценки точности полученных результатов проводилась обработка не всей суммарно накопленной информации, а каждой из пар спектров в отдельности. Пары, полученные для каждой из мишеней, с точки зрения всех возможных случайных ошибок, независимы. Следовательно, определенные из этих пар сдвиги резонансов эрбия должны быть распределены вокруг действительных значений по нормальному закону с дисперсией, характеризующей точность измерений.

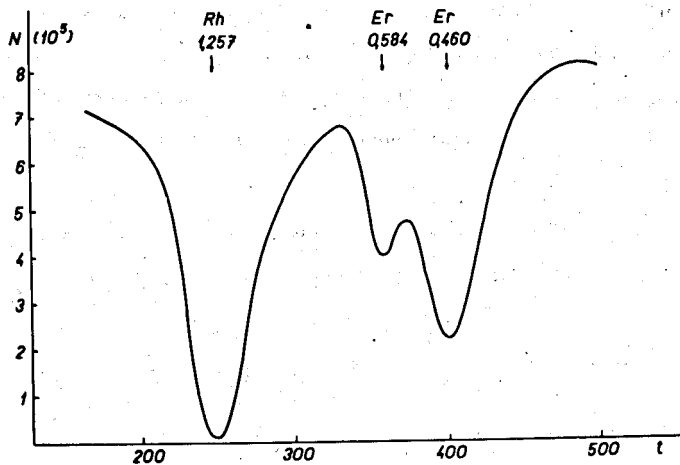


Рис. 3. Один из спектров пары.  $t$  - номер временного канала по 16 мксек;  $N$  - число нейтронов, зарегистрированных в канале.

Для извлечения информации о сдвигах эрбиевых резонансов полученные в результате измерений пары спектров обрабатывались следующим образом. Пусть  $F_i^0$  и  $F_i^*$  - числа отсчетов в  $i$ -ом канале временного анализатора для двух спектров пары. Эти спектры получены при, возможно, нескольких различных условиях по измерительной аппаратуре. Для введения необходимой коррекции использовались области этих спектров, содержащие контрольный резонанс родия. Из соответствующего участка спектра  $F_i^*$  образовывался новый спектр

$$F_i^T = \left[ F_i^* - \frac{\partial F_i^*}{\partial t} \Delta t \right] k + \phi \quad (5)$$

Производная здесь определялась численно:

$$\frac{\partial F_i^*}{\partial t} = \frac{F_{i+1}^* - F_{i-1}^*}{2\tau} \quad (6)$$

где  $\tau$  — ширина временного канала анализатора. Параметры  $\Delta t$ ,  $k$ ,  $\phi$ , характеризующие средние в паре изменения временной шкалы анализатора, мощности реактора, эффективности детектора, фона и т.п., определялись методом наименьших квадратов при совмещении спектров  $F_i^0$  и  $F_i^T$ .

Для определения сдвигов резонансов эрбия участок спектра  $F_i^*$ , содержащий эти резонансы, преобразовывался следующим образом:

$$F_i^T = \left[ F_i^* - \frac{\partial F_i^*}{\partial t} \Delta t - \frac{\partial F_i^*}{\partial E_{01}} \Delta E_{01} - \frac{\partial F_i^*}{\partial E_{02}} \Delta E_{02} \right] k + \phi. \quad (7)$$

Здесь  $E_{01}$ ,  $E_{02}$  — энергии резонансов эрбия.

Энергетическое разрешение для рассматриваемых резонансов было достаточно хорошим, что позволяло использовать для производных выражения:

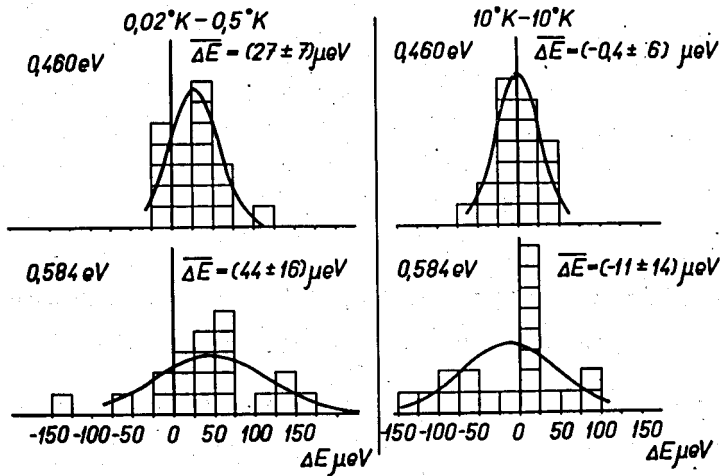
$$\frac{\partial F_i^*}{\partial E_{01}} = -n F_i^* \frac{\partial \sigma}{\partial E_{01}}; \quad \frac{\partial F_i^*}{\partial E_{02}} = -n F_i^* \frac{\partial \sigma}{\partial E_{02}}, \quad (8)$$

где  $n$  — число ядер на  $1 \text{ см}^2$  мишени;  $\sigma$  — нейтронное сечение, описываемое формулой Брайта-Вигнера с параметрами, взятыми из [10] и приведенными в таблице 1. Энергетические сдвиги  $\Delta E_{01}$ ,  $\Delta E_{02}$  определялись методом наименьших квадратов при совмещении соответствующих участков спектров  $F_i^0$  и  $F_i^T$  с найденными ранее параметрами  $\Delta t$ ,  $k$ ,  $\phi$ . Для контроля внутренней непротиворечивости результатов использовался вариант расчета, когда был фиксирован лишь параметр  $\Delta t$ , а параметры  $k$  и  $\phi$  определялись для эрбиевых участков спектров вместе со сдвигами резонансов. Специально исследовался вопрос о влиянии на получаемые сдвиги возможных неточностей в константах, использованных при вычислении производных  $\frac{\partial F_i^*}{\partial E_{01}}$  и  $\frac{\partial F_i^*}{\partial E_{02}}$ . Показано, что эти неточности существенно сдвига не меняют.

Таблица 1

Резонансные параметры  $^{167}\text{Er} (I = 7/2)$ 

$E_0$ (эВ)	$\Gamma_n$ ( $10^{-3}$ эВ)	$\Gamma_\gamma$ ( $10^{-3}$ эВ)	$i$
$0,460 \pm 0,001$	$0,279 \pm 0,005$	$88 \pm 1$	4
$0,584 \pm 0,002$	$0,256 \pm 0,004$	$86,3 \pm 1,0$	3

Рис. 4. Распределения экспериментальных значений  $\Delta E$  для основных и контрольных пар спектров.

Из полученных 25-ти основных и контрольных пар спектров 5 было отбраковано по признаку неудовлетворительного совмещения резонансов родия. Оставшиеся 20 пар, обработанные рассмотренным выше методом, дали значения сдвигов резонансов эрбия. Результаты этой обработки представлены на рис. 4 в виде распределений  $\Delta E_{01}$  и  $\Delta E_{02}$  для основных ( $T = 0,02; 0,5^\circ\text{K}$ ) и контрольных ( $T = 10; 10^\circ\text{K}$ ) пар спект-

ров. На основе полученных распределений были вычислены средние значения сдвигов  $\overline{\Delta E}$  и их экспериментальные дисперсии

$$D = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n (\Delta E_j - \overline{\Delta E})^2, \text{ где } n = 20 - \text{число обработанных пар.}$$

Нормальные распределения с полученными  $\overline{\Delta E}$  и  $D$  приведены на том же рисунке. Экспериментальные дисперсии, в среднем, в 1,5 раза превосходят дисперсии, полученные на ЭВМ при обработке отдельных пар спектров и обусловленные, в основном, статистикой числа отсчетов в каналах анализатора. Это показывает, что в парах, включенных в обработку, случайные ошибки от нестабильности аппаратуры невелики. Полученные средние значения  $\overline{\Delta E}$  и их ошибки, вычисленные как ошибки среднего  $\delta(\overline{\Delta E}) = \sqrt{\frac{D}{n}}$ , равны: для основных пар спектров ( $T = 0,02; 0,5^\circ\text{K}$ )  $\overline{\Delta E}(0,460) = (27 \pm 7) \cdot 10^{-6}$  эв;  $\overline{\Delta E}(0,584) = (44 \pm 16) \cdot 10^{-6}$  эв; для контрольных пар спектров ( $T = 10; 10^\circ\text{K}$ )  $\overline{\Delta E}(0,460) = (-0,4 \pm 6) \cdot 10^{-6}$  эв;  $\overline{\Delta E}(0,584) = (-11 \pm 14) \cdot 10^{-6}$  эв.

#### V. Дополнительные контрольные эксперименты и оценки возможных систематических ошибок

Один из дополнительных контрольных экспериментов имел целью проверку правильности определения величины сдвига при нашей методике измерений и обработки результатов. Для этого было проведено измерение, аналогичное рабочему, при заранее известных фиксированных сдвигах резонансов эрбия. Фиксированные сдвиги резонансов создавались с использованием эффекта Допплера при вращении образца в пучке нейтронов таким образом, что возникала известная средняя составляющая скорости мишени по оси пучка.

Полученные результаты  $\overline{\Delta E}(0,460) = (-124 \pm 10) \cdot 10^{-6}$  эв;  
 $\overline{\Delta E}(0,584) = (-156 \pm 15) \cdot 10^{-6}$  эв достаточно близки к ожидаемым:  
 $\overline{\Delta E}(0,460) = (-150 \pm 16) \cdot 10^{-6}$  эв;  $\overline{\Delta E}(0,584) = (-170 \pm 18) \cdot 10^{-6}$  эв.

В другом контрольном эксперименте проверялось время установления в доменах ядерной поляризации  $f_N$  после установления температуры термометров при изменении температурного режима. Для этого измерялось пропускание нейтронов через основную эрбиевую мишень, помещенную во внешнее магнитное поле с  $H = 16$  кэрст. Намагниченная мишень имела среднюю по объему поляризацию  $\bar{f}_N = c f_N$ . Степень намагниченности мишени  $c$ , определяемая величиной магнитного поля и магнитной жесткостью материала, при наших изменениях температуры может считаться постоянной. Величина  $\bar{f}_N$  и, с точностью до константы  $c$ , величина  $f_N$  могут быть определены из сопоставления пропусканий  $T_H$  и  $T_0$  в резонансе при наличии ( $T_H$ ) и в отсутствии ( $T_0$ ) поля на мишени:

$$\frac{T_H}{T_0} = \cos h \cdot ( \pi \bar{f}_N \rho \sigma ) , \quad (9)$$

где  $\sigma$  -резонансное сечение без поляризации,

$$\rho = \begin{cases} \frac{1}{1 + j} & \text{для } j = 1 + \frac{1}{2} \\ -1 & \text{для } j = 1 - \frac{1}{2} \end{cases} .$$

Проводилось несколько последовательных 10-минутных замеров сразу же после установления температуры термометров. Эти измерения, проведенные для различных температурных режимов, показали, что при наших скоростях изменения температуры время установления  $f_N$  (после установления температуры термометров) не превосходит нескольких минут.

Малость измеряемого сдвига резонанса требует тщательной оценки возможных систематических ошибок измерений, обусловленных эффектами, не связанными с измеряемым. В нашем случае, когда рабочие измерения



проводятся при различных температурах мишени, были рассмотрены следующие эффекты, которые могут дать температурную зависимость формы резонанса и исказить результат:

1. Тепловое расширение мишени.
2. Температурное изменение доплеровского уширения резонанса.
3. Изменение формы резонанса, связанное с температурной зависимостью остаточной средней ядерной поляризации мишени.

Первые два эффекта должны быть исчезающе малыми, поскольку температура основной мишени очень низка и меняется незначительно. Тем не менее, возможный вклад от этих эффектов проверялся экспериментально. Были проведены измерения, аналогичные рабочим, в условиях, когда температуры основной мишени в паре устанавливались 4 и 10°K. Ядерная поляризация здесь практически отсутствовала, а рассматриваемые эффекты должны были проявиться значительно сильнее. Полученные результаты согласуются с нулевым сдвигом:

$$\overline{\Delta E}(0,460) = (-8 \pm 12) \cdot 10^{-6} \text{ эв}; \quad \overline{\Delta E}(0,584) = (8 \pm 17) \cdot 10^{-6} \text{ эв.}$$

Это позволяет исключить влияние первых двух эффектов на результат.

О возможности влияния остаточной средней поляризации можно сказать следующее. Изучение формы наблюдаемых резонансов позволяет утверждать, что в наших условиях остаточная средняя поляризация мишени при температуре  $T = 0,02^\circ\text{K}$  не превосходила нескольких процентов. Специально проведенные расчеты показали, что наличие такой остаточной поляризации не влияет заметно на получаемые при нашей обработке сдвиги резонансов.

## VI. Результаты

Проведенное выше рассмотрение позволяет утверждать, что наблюдавшиеся сдвиги резонансов связаны с интересующим нас эффектом.

Вычисление магнитных моментов компаунд-состояний  $^{168}\text{Er}$  из полученных сдвигов может быть проведено по формулам (3) и (4) при использовании вместо  $f_N$  разности  $f_N(0,02^\circ) - f_N(0,5^\circ) = 0,85$ . Если принять  $H = 7,1 \cdot 10^6$  эрст,  $\mu_i = -0,56 \mu_N$ ,  $j(0,460) = 4$  и  $j(0,584) = 3$ , то для магнитных моментов возбужденных состояний  $^{168}\text{Er}$  получаются значения:  $\mu_j(0,460) = (0,9 \pm 0,4) \mu_N$ ;  $\mu_j(0,584) = (1,8 \pm 0,9) \mu_N$ . Эти величины заметно отличаются от полученных в работе /3/. В частности, не подтверждается очень высокое значение магнитного момента резонанса 0,584 эв, которое в указанной работе составляло  $(5,9 \pm 1,2) \mu_N$ . Причину такого расхождения указать трудно, следует только отметить, что при пропуске поляризованных нейтронов через намагниченную мишень, как это делалось в /3/, дополнительную неопределенность при измерении  $\mu_j$  вносит магнитное рассеяние нейтронов, интерферирующее с ядерным.

Полученные нами результаты находятся в согласии с современными теоретическими представлениями о магнитных моментах компаунд-состояний ядер, которые, как показано в работах /11,12/, в среднем, не должны сильно отличаться от одночастичных.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить глубокую признательность И.М. Франку за интерес к работе и полезные обсуждения и Б.А. Родионову и Б.Н. Соловьеву, оказавшим существенную помощь в подготовке аппаратуры.

## Литература

1. F.L.Shapiro. "Research Applications of Nuclear Pulsed Systems", p. 176, Vienna, IAEA 1967.
2. F.L.Shapiro. "Polarised Targets and Ion Sources", p.339, Saclay CEA 1967.
3. K.H.Beckurts and G.Brunhart. Phys. Rev. C 1, 726 (1970).
4. В.В. Голиков, Ж.А. Козлов, Л.К. Кулькин и др. Препринт ОИЯИ, 3-5736, Дубна, 1971.
5. Б. Неганов, Н. Борисов, М. Линбург. ЖЭТФ, 50, 1445 (1966).
6. Н.Н. Михайлов, А.Я. Когановский. ПТЭ, 3, 194 (1961).
7. А.А. Жаринов, Г.П. Жуков, Ю.М. Останевич и др. Семинар по ядерной электронике. Варна, НРБ, 1-12 июня 1969, Дубна, 13-4720, стр. 315.
8. Х. Малэцки, Л.Б. Пикельнер, И.М. Саламатин, Э.И. Шаратов. Препринт ОИЯИ, РЗ-5609, Дубна, 1971.
9. С.С. Курочкин, А.Л. Белоус, А.Ф. Белов. Труды шестой конференции по ядерной электронике. том III, часть 1, Атомиздат, 1965.
10. BNL - 325, 2<sup>nd</sup> ed. Suppl. 2, 1966.
11. Р.Н. Куклин. ЯФ, 6, вып. 5, 969 (1967).
12. V.G.Soloviev, V.V.Voronov. Preprint JINR E4-6487, Dubna 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 июля 1972 года.