

П-321



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

3-80-738

ПИКЕЛЬНЕР
Лев Борисович

ЭФФЕКТЫ СВЕРХТОНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

Специальность 01.04.16. – физика атомного ядра
и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук в форме научного доклада

Л. Пикельнер

Дубна 1980

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Ю.Г.Абов

доктор физико-математических наук,
профессор

В.П.Вертебный

доктор физико-математических наук,
профессор

К.Я.Громов

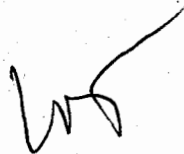
Ведущая организация -

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова, Москва.

Защита состоится " 8 " 01 1981 г. в 11 час.
на заседании специализированного совета Д.047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна, Московской обл.).

Диссертация разослана " 8 " 12 1981 г.

Ученый секретарь
специализированного совета



Ю.В.Таран

I. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важнейших направлений физики атомного ядра является изучение возбужденных состояний ядер. Основные параметры, характеризующие такие состояния, - это энергия возбуждения, время жизни, парциальные ширины, четность, спин, магнитный момент. Все эти величины исследуются методами ядерной спектроскопии, а сами ядра в возбужденных состояниях получают в результате ядерных реакций самого различного типа. Лучше всего изучены низшие состояния, хуже - высоковозбужденные. Существует, однако, область довольно высокого возбуждения, изученная очень подробно. Такую возможность дает нейтронная спектроскопия, использующая взаимодействие медленных нейтронов с ядрами. Для средних и тяжелых ядер при энергии возбуждения 6 - 8 МэВ, обусловленной энергией связи нейтрона, среднее расстояние между уровнями - порядка нескольких эВ. Это позволяет, используя нейтроны с энергией до килоэлектронвольта, наблюдать для каждого ядра десятки, а иногда и сотни уровней.

В результате обширных исследований, ведущихся во многих лабораториях мира на протяжении последних тридцати лет, получена богатая информация о свойствах нейтронных резонансов практически всех стабильных и некоторых радиоактивных ядер. Определено энергетическое положение резонансов, их нейтронная ширина. Во многих случаях определены радиационные ширины и спины уровней.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

Все эти данные позволили установить целый ряд закономерностей в структуре ядра и механизме реакций с медленными нейтронами, создать теоретические модели.

В настоящее время на повестке дня стоит задача получения качественно новой информации, расширяющей круг наших знаний о компаунд-состоянии. К числу направлений, дающих такую информацию, можно отнести исследование эффектов магнитного и электрического сверхтонких взаимодействий в нейтронных резонансах.

Наблюдение сверхтонкой структуры в оптических спектрах в свое время позволило определить магнитные моменты стабильных ядер. Позднее значительный прогресс в исследовании сверхтонких взаимодействий дало открытие Мёсбауэром безотрадного испускания и поглощения гамма-квантов. При этом существенным являлось то, что ширина наблюдаемой в эксперименте линии была порядка или меньше энергии сверхтонкого взаимодействия. Для нейтронных резонансов ситуация существенно осложняется тем, что собственная ширина резонанса на 3-4 порядка больше энергии сверхтонкого взаимодействия. Однако задача заманчива, так как позволяет проникнуть в область неизученных свойств ядер: измерить магнитные моменты компаунд-состояний и изменение формы ядра при возбуждении до энергии 5 - 8 МэВ.

Ниже будут описаны эти исследования, проведенные под руководством и при непосредственном участии автора в период 1970-1980 г.г. в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, и рассмотрены полученные результаты.

Материалы, вошедшие в диссертацию, опубликованы в виде статей в журналах и докладов на всесоюзных и международных конференциях /I-15/.

2. МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

Существует ряд методов определения магнитных моментов возбужденных состояний ядер. Наибольшее распространение получили методы, основанные на эффекте Мёсбауэра и возмущении угловых корреляций, с помощью которых накоплена обширная информация о магнитных моментах ядерных уровней. Ограничением первого метода по энергии является невозможность наблюдения несмещенной линии при энергии гамма-перехода, превышающей 100 кэВ, а по времени жизни состояния доступным является интервал времени $10^{-5} - 10^{-11}$ с. Метод возмущенных угловых корреляций является более универсальным и по энергии возбужденного состояния, и по возможности продвинуться в область меньших времен жизни, однако и для него компаунд-состояния, возбуждаемые при захвате нейтрона, являются недоступными.

Впервые на возможность измерения магнитных моментов нейтронных резонансов указал Ф.Л. Шапиро /16/. Им было предложено использовать для определения магнитных моментов энергетический сдвиг нейтронных резонансов, возникающий за счет сверхтонкого взаимодействия магнитного момента ядра с внутриатомным магнитным полем в экспериментах с поляризованными нейтронами или ядрами.

Рассмотрим подробнее механизм появления и величину такого сдвига. Для ядра-мишени со спином I , проекцией спина m и магнитным моментом μ_0 при положении магнитного поля H энергетическое состояние изменяется на величину $\mu_0 H m / I$. Аналогичное смещение имеет место для компаунд-состояния ядра после захвата нейтрона. Результирующее изменение энергии перехода между рассматриваемыми состояниями

$$\Delta E_{m, m'} = -H \left(\mu_e \frac{m'}{I} - \mu_0 \frac{m}{I} \right). \quad (I)$$

Для получения окончательного выражения, описывающего сдвиг нейтронного резонанса ΔE_0 , нужно просуммировать $\Delta E_{m,m'}$ по всем возможным состояниям с учетом статистических весов и заселенностей подуровней:

$$\Delta E_0 = \sum_{m, m_s} W(m) \cdot W(m_s) (I s m m_s | j M) \Delta E_{m, m'} \quad (2)$$

Относительная заселенность уровня ядра-мишени с проекцией m может быть записана в виде

$$W(m) = c \cdot \exp\left(-\frac{\mu_0 H}{kT} \cdot \frac{m}{I}\right) \quad (3)$$

Связь $W(m)$ с поляризацией ядер f_N выражается соотношением

$$\sum_m m W(m) = \langle m \rangle = I f_N \quad (4)$$

Для проекции спина нейтрона m_s статистический вес $W(m_s)$ выражается через поляризацию нейтронов f_n

$$W(\pm 1/2) = 1/2 (1 \pm f_n) \quad (5)$$

Наконец, $(I s m m_s | j M)$ - коэффициенты Клебша-Гордана. Условием нормировки выражения (2) является

$$\sum_{m, m_s} W(m) \cdot W(m_s) (I s m m_s | j M)^2 = 1 \quad (6)$$

Используя соотношения (3) - (6), можно получить выражение для величины сдвига ΔE_0 . В общем виде оно довольно громоздко, но практически эксперимент может проводиться, если равна нулю одна из двух поляризаций f_N или f_n , а тогда выражение приобретает достаточно простой вид. При $f_n = 0$

$$\Delta E_0 = -f_N H (\mu_B - \mu_0), \quad j = I - \frac{1}{2} \quad (7)$$

$$\Delta E_0 = -f_N H \left\{ \left[1 - \frac{1}{(2I+1)(I+1)} \right] \mu_B - \mu_0 \right\}, \quad j = I + \frac{1}{2}.$$

При $f_N = 0$

$$\Delta E_0 = -\frac{1}{3} f_n H \left[\left(1 + \frac{1}{I}\right) \mu_0 - \mu_B \right], \quad j = I - \frac{1}{2} \quad (8)$$

$$\Delta E_0 = -\frac{1}{3} f_n H \left[\left(1 + \frac{2}{2I+1}\right) \mu_B - \mu_0 \right], \quad j = I + \frac{1}{2}.$$

Сдвиг отсчитывается от состояния в отсутствие обеих поляризаций.

Подставляя численные значения в оценку $\Delta E_0 \approx H (\mu_B - \mu_0)$, получим при $H = 10^6$ Э и $\mu_B - \mu_0 = 1 \mu_N$ (- ядерный магнетон) $\Delta E_0 = 3 \cdot 10^{-6}$ эВ. Отсюда видно, что только внутренние поля на ядрах редкоземельных элементов, где $H \approx (4 - 7) \cdot 10^6$ Э, могут обеспечить сдвиг, доступный измерению. Вторым требованием, предъявляемым к исследуемым ядрам, является наличие низкоэнергетических резонансов, так как столь малые сдвиги невозможно зарегистрировать при больших энергиях резонансных нейтронов из-за быстрого ухудшения разрешения по времени пролета с ростом энергии (см. далее (13)). К счастью, обоим требованиям наилучшим образом удовлетворяют ядра некоторых редкоземельных элементов, таких, как тербий, диспрозий, гольмий и эрбий. Они и послужили объектом исследования.

2.1. Методика эксперимента

Из двух вариантов эксперимента - с поляризованными ядрами или поляризованными нейтронами, был выбран первый. Поляризованные нейтроны были использованы в эксперименте, проведенном в Брукхейвене, однако при этом имеется ряд обстоятельств, осложняющих интерпретацию данных и получение надежных результатов, поэтому он не получил развития. Как следует из выражения (7), необходимо измерить сдвиг резонанса у поляризованных ядер по отношению к неполяризованным. Для поляризации редкоземельных ядер существенным оказывается наличие внутренних магнитных полей H на ядрах. При достаточно низких температурах T поляри-

зация внутри доменов в ферромагнитных металлических фольгах из редкоземельных элементов оказывается близкой к единице. Действительно, согласно известной формуле Бриллюэна,

$$f_N = \frac{2I+1}{2I} \operatorname{cth} \left(\frac{2I+1}{2I} \chi \right) - \frac{1}{2I} \operatorname{cth} \left(\frac{1}{2I} \chi \right), \quad (9)$$

где $\chi = \frac{MH}{kT}$. Подставляя для оценки f_N $I = 3/2$ и $\chi = 3$, получим $f_N = 0,90$. Отсюда видно, что достаточно низкой температурой для получения такой поляризации при $MH = 2 \cdot 10^{-5}$ эВ является $T = 77$ мК. Такие температуры в стационарном режиме может обеспечить рефрижератор с растворением ^3He в ^4He . В нашем эксперименте использовался подобный рефрижератор, разработанный и изготовленный В.П. Алфименковым и О.Н. Овчинниковым /3/ и обеспечивавший температуру около 30 мК на мишени.

Измерение пропускания нейтронов проводилось по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30 /3/. Схема эксперимента показана на рис. 1. Пучок нейтронов от реактора по вакуумным нейтроноводам подходил к криостату, в котором находилась исследуемая мишень. При этом пучок формировался коллиматором и проходил через вспомогательную мишень, назначение которой будет обсуждено ниже. Расстояние от реактора до криостата составляло около 32 м. Нейтроны, прошедшие через мишени, регистрировались детектором, расположенным в экспериментальном павильоне на расстоянии 58,5 м от реактора. Жидкостный сцинтилляционный детектор, предназначенный для работ по нейтронной спектроскопии /2/, был разработан и изготовлен в ЛНФ.

Накопление временных спектров велось на оборудовании измерительного центра ЛНФ. Первые эксперименты проводились с использованием токового метода регистрации нейтронов, а в дальнейшем применялась быстродействующая система на базе малой ЭВМ ТРА /3,4/.

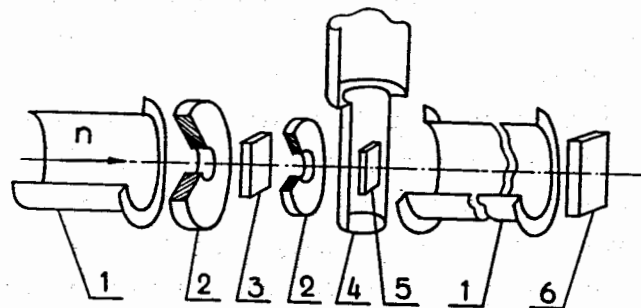


Рис. 1 Схема эксперимента по измерению магнитных моментов нейтронных резонансов. 1 - нейтроноводы, 2 - коллиматоры, 3 - реперная вспомогательная мишень, 4 - криостат с растворением ^3He в ^4He , 5 - исследуемая мишень, 6 - детектор нейтронов.

В качестве мишеней использовались фольги из редкоземельных металлов, ферромагнитные при низких температурах и обладающие большим сверхтонким магнитным полем. В таблице I приведены некоторые характеристики использованных мишеней.

Таблица I

Параметры мишеней для измерения магнитных моментов.

Исследуемый изотоп (% содер.)	^{167}Er (23%)	^{161}Dy (19%)	^{163}Dy (25%)	^{159}Tb (100%)	^{165}Ho (100%)
Толщина (яд. изот/см ²), 10^{20}	1,5	3,6	4,7	18	6
Точка Кюри, К	20	87	87	219	20
Поле на ядре H , 10^6 э	7,0	5,2	5,2	3,1	7,3
μ_0/μ_N	-0,56	-0,47	+0,67	+2,0	+4,1
Поляризация f_N при 30 мК	0,96	0,84	0,92	0,98	0,99

Для разрушения поляризации температура на мишени повышалась до 0,5 - 1,5 К. Остаточная поляризация порядка 0,1 - 0,2 учитывалась в конечном расчете.

Для контроля временной шкалы анализатора и получения надежной временной привязки спектров, в пучке постоянно находилась вспомогательная мишень, ядра которой имели подходящие резонансы, близкие, но не перекрывающиеся с исследуемыми.

На рис. 2 показан участок спектра, полученного в одной из серий измерения с диспрозием.

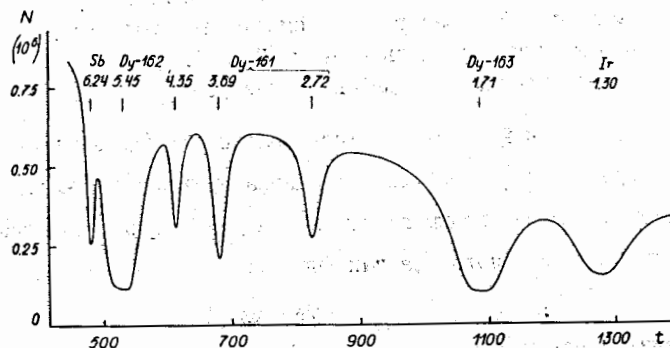


Рис. 2 Участок экспериментального спектра, полученного за 6 часов измерения с диспрозием. Вверху указаны изотопная принадлежность и энергия резонансов в эВ.

Спектр, полученный за несколько часов при данной температуре, передавался на ЭВМ БЭСМ-4 и записывался на магнитную ленту для дальнейшей обработки. Затем температура изменялась, и проводилось новое измерение. Два таких спектра составляли пару для совместной обработки. Для каждого исследуемого ядра набиралось по 30-40 пар, причем каждая пара обрабатывалась независимо от других.

2.2. Обработка экспериментальных данных и результаты

Определение сдвига резонанса в спектре с поляризованными ядрами относительно его положения в спектре для неполяризованной мишени (точнее, для мишени с малой остаточной поляризацией) проводилось следующим образом. Обозначим через \mathcal{F}_i^0 и \mathcal{F}_i^* число отсчетов в i -ом канале временного анализатора для двух рассматриваемых спектров. Различие между спектрами может быть обусловлено равной мощностью реактора, эффективностью детектора и т.д. Это различие можно учесть, умножая один из спектров на константу. Разница в собственном фоне детектора за время измерения учитывается добавлением константы. Наконец, сдвиг по временной шкале требует третьей константы для варьирования. Запишем выражение

$$\mathcal{F}_i = (\mathcal{F}_i^* - \frac{\partial \mathcal{F}^*}{\partial t} \Delta t) K + \phi \quad (I0)$$

и будем искать минимум функционала

$$\chi^2 = \sum_i (\mathcal{F}_i^0 - \mathcal{F}_i)^2 w_i, \quad (II)$$

варьируя параметры Δt , K и ϕ . В выражении (II) w_i означает статистический вес каждой точки, а сумма берется по всем каналам, входящим в резонанс.

Такая обработка проводилась отдельно для каждой пары спектров, а в спектре - как для резонансов исследуемого изотопа, так и для реперных резонансов. Из трех параметров, входящих в (I0), K и ϕ заметно коррелируют между собой, но не коррелируют с Δt , так что ошибки K и ϕ не влияют на точность определения Δt . Значение Δt_p , найденное по реперным резонансам, характеризовало сдвиг временной шкалы анализатора или

смещение стартового импульса. Разность $\tau = \Delta t - \Delta t_0$ относилась к сдвигу, обусловленному искомым эффектом сверхтонкого взаимодействия. После получения τ для всех пар спектров, для каждого резонанса рассчитывались средние значения $\langle \tau \rangle$ и дисперсии $D(\tau)$. Сравнение дисперсии экспериментальных величин τ с дисперсией, обусловленной только статистикой числа отсчетов в спектре, показали хорошее согласие, что указывало на отсутствие значительных неучтенных случайных ошибок. Экспериментальные значения $\langle \tau \rangle$ и их ошибки для всех исследованных резонансов приведены в табл. 2. Соответствующие энергетические сдвиги

$$\Delta E_0 = -2,77 \cdot 10^{-2} \langle \tau \rangle L^{-1} E_0^{3/2}, \quad (13)$$

где ΔE_0 в эВ, $\langle \tau \rangle$ в мкс и пролетное расстояние L в м. Магнитные моменты получались из (7) при подстановке известных f_N , спинов $J^{I7/}$, H и μ_0 . В таблице приведены также $g = \mu_0 / \gamma$.

2.3. Обсуждение результатов

Малость измеряемых эффектов требовала детального рассмотрения возможных побочных причин, имитирующих искомые сдвиги. В связи с этим был проведен ряд экспериментов и расчетов. В первую очередь было проверено влияние изменения температуры. Для этого было проведено измерение, где температура менялась от 4К до 10К, т.е. на порядок больше, чем в эксперименте, но без поляризации. Сдвиг резонанса не был обнаружен. В отдельном эксперименте проверялось время установления поляризации при достижении заданной температуры и было показано, что стационарная поляризация устанавливается практически одновременно с достижением стационарной температуры 0,03 К.

Таблица 2

Экспериментальные данные по магнитным моментам резонансов.

Компаунд-ядро	E_0 эВ	γ	$\langle \tau \rangle$ нс	$\Delta E_0 \cdot 10^{-6}$ эВ	μ_0 / μ_N	g
^{160}Tb	3,35	2	$-6,7 \pm 3,1$	19 ± 9	$-0,2 \pm 1,0$	$-0,1 \pm 0,5$
	4,99	1	$3,8 \pm 6,2$	-20 ± 33	$4,3 \pm 3,7$	$4,3 \pm 3,7$
	11,1	2	$-1,8 \pm 2,2$	31 ± 39	$-1,7 \pm 4,4$	$-0,8 \pm 2,2$
^{162}Dy	2,72	3	$-0,6 \pm 4,2$	$1,3 \pm 8,9$	$-0,4 \pm 0,7$	$-0,13 \pm 0,23$
	3,69	2	$4,8 \pm 3,2$	$-16,1 \pm 10,7$	$-1,8 \pm 0,9$	$-0,90 \pm 0,45$
	4,35	2	$-2,7 \pm 3,4$	$11,4 \pm 14,8$	$0,5 \pm 1,2$	$0,25 \pm 0,60$
^{164}Dy	1,71	2	$26,6 \pm 5,5$	$-28,3 \pm 5,9$	$2,8 \pm 0,5$	$1,40 \pm 0,25$
^{166}Ho	3,93	4	$-9,7 \pm 3,2$	36 ± 12	$1,8 \pm 0,7$	$0,45 \pm 0,17$
	12,7	4	$-0,2 \pm 1,4$	4 ± 30	$3,9 \pm 1,9$	$0,98 \pm 0,47$
^{168}Er	0,46	4	-183 ± 47	27 ± 7	$0,9 \pm 0,4$	$0,22 \pm 0,10$
	0,58	3	-210 ± 76	44 ± 16	$1,8 \pm 0,9$	$0,6 \pm 0,3$

Для оценки возможного влияния остаточной макроскопической поляризации \bar{f}_N , могущей изменить форму резонансной кривой

$$T_n = T_0 \cosh(\bar{f}_N \rho n \bar{\sigma}_0), \quad (14)$$

были проведены специальные расчеты на ЭВМ, показавшие отсутствие такого эффекта.

Таким образом, все проверочные эксперименты и расчеты показали, что измеряемые сдвиги связаны со сверхтонким взаимодействием, а найденные значения магнитных моментов компаунд-состояний представляются обоснованными.

Рассмотрение данных таблицы 2 показывает, что точность определения магнитных моментов невелика, минимальная ошибка составляет $0,4 \mu_N$. Трудно ожидать заметного улучшения точности в ближайшее время, так как уже в данном эксперименте ошибка соответствует сдвигу резонанса на 10^{-4} от собственной ширины резонанса $\Gamma \approx 0,1$ эВ. Маловероятно также значительное увеличение числа уровней и ядер, для которых будут измерены магнитные моменты. Это связано с требованием больших полей на ядрах и наличием низковольтных резонансов. Однако уже та информация, которая получена в описанных экспериментах, может дать общую характеристику магнитных моментов компаунд-состояний редкоземельных ядер и позволяет провести сравнение с теоретическими оценками этих величин.

По-видимому, первой теоретической работой, в которой получена оценка магнитных моментов компаунд-состояний ядер, является работа Куклина /18/. В ней рассмотрение ведется в рамках статистической модели, и полученные результаты относятся к средним по многим уровням. В этой работе для "нагретого" ядра с возбуждением порядка энергии связи нейтрона для усредненного g -фактора получено выражение

$$\bar{g} = \bar{M}_0 / \bar{J} = \mathcal{P}_p / \mathcal{P}, \quad (15)$$

где \mathcal{P}_p и \mathcal{P} - протонный и полный моменты инерции ядра. Принимая для них твердотельные значения, автор /28/ дал оценку

$$\bar{g} = Z/A, \quad (16)$$

где Z и A - заряд и массовое число рассматриваемого ядра. Флуктуации вокруг среднего значения характеризуются выражением

$$\Delta g / \bar{g} = [(A-Z)/Z]^{1/2}. \quad (17)$$

Более подробное и строгое рассмотрение с использованием метода температурных функций Грина проведено в работах Бунатяна /19,20/. В /19/ в квазиклассическом приближении для \bar{g} получено то же выражение (16), как и у Куклина, но флуктуации примерно вдвое меньше. В другой работе Бунатяна /20/ проведены расчеты для ядер редкоземельной области без использования квазиклассического приближения. Показано, что квазиклассическое значение (16) достигается при более высоких энергиях возбуждения ядра, чем энергия связи нейтрона. Численные расчеты, проделанные в /20/ для редкоземельных ядер, изученных в наших экспериментах, позволили получить $\bar{g} = 0,28$ (усреднение проведено нами по пяти изученным изотопам). Эта величина меньше $Z/A \approx 0,4$, получаемой для ядер редкоземельной области. Что касается флуктуаций, то отмечается, что она может зависеть от энергии парных корреляций для нейтронов Δ_n и протонов Δ_p . Это может несколько увеличить дисперсию g . В работе Блохина и Игнатика /21/ проведено рассмотрение магнитных моментов возбужденных ядер в рамках статистической модели для сферических и деформированных ядер и получены результаты, сходные с приведенными выше. Показано влияние оболочечной структуры на магнитные моменты ядер.

Другой подход, полумикроскопический, применен Вороновым и Соловьевым /22/. Качественный результат, полученный ими, показывает, что значения магнитных моментов компаунд-состояний ожидаются близкими к моментам основных состояний ядер.

Таковы теоретические оценки магнитных моментов, с которыми можно сопоставлять экспериментальные результаты, полученные нами.

Для сравнения мы будем рассматривать экспериментальные значения g -факторов для всех ядер и резонансов как единый статистический ансамбль, так как в приведенных выше теоретических оценках ядра, близкие по A и по деформации, практически не различаются. Как видно из таблицы 2 и рис. 3, разброс величин g заметно превышает ошибки измерения. Это позволяет отделить дисперсию D_{φ} , связанную с физической природой магнитных моментов, от дисперсии $D_{\text{ош}}$, связанной с ошибками измерений. В дальнейшем будем принимать, что наблюдаемая дисперсия D_H является суммой этих дисперсий

$$D_H = D_{\varphi} + D_{\text{ош}} \quad (18)$$

При вычислении среднего значения $\langle g \rangle$ необходимо принимать во внимание различную точность измерений для разных резонансов, а также наличие физических флуктуаций g -фактора, поэтому усреднение должно проводиться с весами

$$w_i \sim (D_{\varphi} + \Delta g_i^2)^{-1}, \quad (19)$$

где Δg_i - ошибка измерения для i -го резонанса. Так как величина D_{φ} заранее не известна, расчет проводился с последовательными приближениями. В качестве первого приближения для $\langle g \rangle$ было взято среднее арифметическое по 9 резонансам. Были исключены два резонанса тербия с энергией 4,99 и 11,1 эВ, т.к. их ошибки значительно превышают ошибки остальных. Полученная

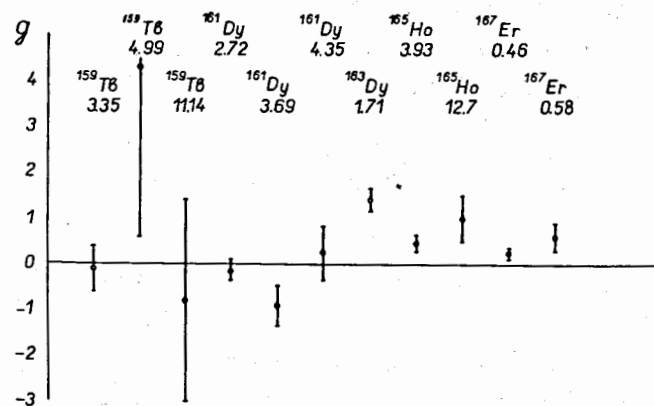


Рис. 3 Значения g -факторов для всех исследованных резонансов. Вверху указаны изотопная принадлежность и энергия резонанса в эВ.

величина $\langle g \rangle_1 = 0,31$ использовалась далее для расчета наблюдаемой дисперсии

$$D_H = \frac{1}{8} \sum_{i=1}^9 (g_i - \langle g \rangle_1)^2 = 0,45$$

которая значительно превысила дисперсию, связанную с ошибками измерений для тех же резонансов

$$D_{\text{ош}} = \frac{1}{9} \sum_i (\Delta g_i)^2 = 0,12$$

Отсюда на основании соотношения (18) была получена оценка для физической дисперсии $D_{\varphi} = 0,33$. Следующие приближения, в которых использовались веса (19) при расчете $\langle g \rangle$ и D_H , показали быструю сходимость, а включение двух опущенных ранее резонансов тербия не меняло результата из-за их малых статистических весов. Окончательно было получено

$$\langle g \rangle = 0,34 ; \quad D_H = 0,38 ; \quad D_{\varphi} = 0,26.$$

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

$$\langle g \rangle = 0,34 \pm 0,22.$$

Для оценки ошибки дисперсии воспользуемся соотношением

$$\Delta D_H = [2/(n-1)]^{1/2} D_H. \quad (20)$$

Выражение (20) справедливо для случайной выборки объемом n величин, распределенной по нормальному закону с дисперсией, равной D_H . В нашем случае это условие для 9 уровней можно считать выполненным, поскольку основной вклад в D_H дает физическая дисперсия D_φ . По этой же причине приемлемой оценкой ошибки ΔD_φ является $\Delta D_\varphi \approx \Delta D_H = 0,19$. Окончательно имеем для физической дисперсии и среднеквадратичного отклонения величины g

$$D_\varphi = 0,26 \pm 0,19 \quad \text{и} \quad \Delta g = 0,51 \pm 0,20.$$

Ошибка величины Δg получена как медианное значение из интервала ошибок D_φ .

Выпишем еще раз итоговые результаты эксперимента:

$$\langle g \rangle = 0,34 \pm 0,22 \quad \Delta g = 0,51 \pm 0,20.$$

С этими данными можно сопоставлять рассмотренные выше теоретические оценки. Видно, что как среднее значение гироманнитного отношения, так и величина его флуктуации согласуются с предсказаниями статистической теории. Вряд ли целесообразно более подробное сопоставление с разными работами, поскольку различие лежит внутри неопределенности и экспериментальных и теоретических оценок. Таким образом, можно сделать вывод, что описание магнитных моментов компаунд-состояний ядер в рамках статистической модели является правомерным, и модель получила подтверждение еще в одной области.

3. ИЗМЕНЕНИЕ СРЕДНЕКВАДРАТИЧНОГО РАДИУСА ЯДРА ПРИ ЗАХВАТЕ РЕЗОНАНСНОГО НЕЙТРОНА

В рассмотренных выше экспериментах по измерению магнитных моментов компаунд-состояний ядер было использовано влияние сверхтонкого магнитного взаимодействия на положение нейтронного резонанса. В данном разделе будут обсуждаться эксперименты, в которых электростатическое сверхтонкое взаимодействие позволило обнаружить изменение среднеквадратичного радиуса заряда ядра при захвате резонансного нейтрона.

Открытие эффекта Мессбауэра с его чрезвычайно высоким энергетическим разрешением дало толчок изучению эффектов сверхтонких взаимодействий. Почти сразу же появились первые работы по измерению изомерных химических сдвигов гамма-линий. Такие сдвиги наблюдаются при сравнении γ -переходов для одного и того же ядра, входящего в разные химические соединения, если форма ядра в основном и изомерном состояниях различна. Величина сдвига может быть приближенно записана в виде

$$\Delta E^{IS} \sim \Delta |\psi(0)|^2 \Delta \langle r^2 \rangle, \quad (21)$$

т.е. пропорциональна разности электронных плотностей на месте ядра у двух химических соединений и разности среднеквадратичных радиусов ядра в основном и возбужденном состояниях. Из выражения (21) видно, что измерение изомерного сдвига позволяет определить изменение среднеквадратичного радиуса ядра при возбуждении, если из других экспериментов или расчетов известна величина $\Delta |\psi(0)|^2$. Часто решают и обратную задачу: определив $\Delta \langle r^2 \rangle$ для мессбауэровского ядра, измеряют $\Delta |\psi(0)|^2$ для различных соединений, куда входит данное ядро. За 20 лет, прошедших с появления первых работ по изомерному сдвигу, эти исследования получили широкое

распространение, и их обстоятельный обзор дан в фундаментальной монографии /23/.

Наблюдение мёсбауэровского спектра практически возможно для энергии гамма-переходов порядка и ниже 100 кэВ, поэтому измерение $\Delta \langle \tau^2 \rangle$ проводилось только для низших возбужденных уровней в ядре. На возможность проведения аналогичных исследований для уровней, энергия возбуждения которых соответствует энергии связи нейтрона в ядре, было указано в работе Игнатовича, Останевича и Чера /24/. Проведенные ими оценки показали, что наблюдая с высокой точностью положение нейтронных резонансов в разных химических соединениях, можно по сдвигу резонансной энергии определить изменение $\langle \tau^2 \rangle$ при захвате нейтрона. При этом они опирались на точность измерения сдвига резонанса, достигнутую нами в экспериментах по магнитным моментам. Оптимистические оценки позволяли ожидать, что химический сдвиг резонанса составит около 10^{-4} эВ, что заметно больше ошибок в измерении ΔE_0 , как это видно из таблицы 2. Однако в эксперименте по химическому сдвигу есть дополнительный эффект, существенно осложняющий получение нужной информации. Дело в том, что имеется принципиальная необходимость сравнения резонансных провалов в спектре пропускания нейтронов через мишени, изготовленные из разных химических соединений. Но, как известно, форма резонанса существенно зависит от доплеровского уширения, которое связано с характером колебаний кристаллической решетки мишени. Это приводит к различию в форме резонансных провалов, которое может имитировать сдвиг по крайней мере того же порядка величины, что и искомый эффект.

Ниже будут описаны эксперименты по измерению химического сдвига нейтронного резонанса ²³⁸U в различных соединениях, методика определения и проверки эффекта колебаний кристалличес-

кой решетки, а также приведено и обсуждено изменение среднеквадратичного радиуса ядра ²³⁸U при захвате резонансного нейтрона.

3.1 Теория химического сдвига нейтронного резонанса

Как уже отмечалось выше, химический сдвиг нейтронного резонанса является аналогом мёсбауэровского изомерного сдвига, для которого имеются обстоятельные изложения теоретических основ /23/. Мы используем подход, развитый в /23/, для последующего изложения.

Кулоновское электростатическое взаимодействие между ядром и электронами в атоме можно записать в виде

$$U = -e^2 \iint \frac{\rho_e(\vec{r}_e) \rho_p(\vec{r}_p)}{|\vec{r}_e - \vec{r}_p|} d\tau_e d\tau_p, \quad (22)$$

где $\rho_e(\vec{r}_e)$ и $\rho_p(\vec{r}_p)$ - плотности электронов и протонов, а интегралы берутся по пространству, занимаемому электронами и протонами. Запишем далее разложение

$$\frac{1}{|\vec{r}_e - \vec{r}_p|} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{2\pi}{2\ell+1} \left(\frac{r_{<}}{r_{>}} \right)^{\ell} Y_{\ell m}(\theta_p, \varphi_p) Y_{\ell m}(\theta_e, \varphi_e). \quad (23)$$

Здесь $Y_{\ell m}$ - сферические функции, $r_{<}$ и $r_{>}$ - меньшая и большая из величин $|\vec{r}_e|$ и $|\vec{r}_p|$. Подставляя (23) в (22), мы получим электростатическое сверхтонкое взаимодействие в виде суммы мультиполей порядка ℓ . Нечетные члены обращаются в нуль, как это следует из соображений симметрии, член с $\ell=2$ описывает квадрупольное взаимодействие и сейчас нас не интересует, а члены с $\ell \geq 4$ малы и могут быть опущены. Таким образом, мы можем записать выражение для электрического монополюсного взаимодействия, дающего основной вклад в сдвиг уровня:

$$U_0 = -e^2 \iint \frac{\rho_e(\vec{r}_e) \rho_p(\vec{r}_p)}{r_{>}} d\tau_e d\tau_p. \quad (24)$$

Величина U_0 характеризует различие энергетических состояний для "голого" ядра, т.е. полностью лишённого электронов, и ядра с электронными оболочками. Наблюдение этого различия невозможно, наблюдаемой является только энергия перехода между уровнями, например, энергия гамма-кванта или нейтрона. В свою очередь, сдвиг энергии предполагает сравнение чем-либо отличающихся переходов. Отсюда величина сдвига ΔE_0 может быть представлена в виде

$$\Delta E_0 = (U_0^* - U_0)_1 - (U_0^* - U_0)_2. \quad (25)$$

Цифры 1 и 2 указывают на разные химические соединения, а звездочкой помечены величины, относящиеся к возбужденному состоянию ядра. Выражение (25) можно проиллюстрировать схемой на рис. 4. Пунктирные линии указывают основное и возбужденное состояния "голого" ядра, W — энергия соответствующего перехода. Легко видеть, что разность энергий переходов в веществах 1 и 2 приводит к соотношению (25). Подстановка в (25) значений U_0 из (24) для основного и возбужденного состояний ядра в обоих химических соединениях позволяет получить достаточно точное, но сложное выражение.

В результате ряда упрощений выражение (25) приводится к виду

$$\Delta E_0 = \frac{2}{3} \pi e^2 Z \Delta \rho_e(0) \Delta \langle r_p^2 \rangle. \quad (26)$$

Это соотношение обычно используется при описании изомерного сдвига. Некоторое уточнение его, связанное с непостоянством плотности электронов в пределах ядра, будет рассмотрено ниже.

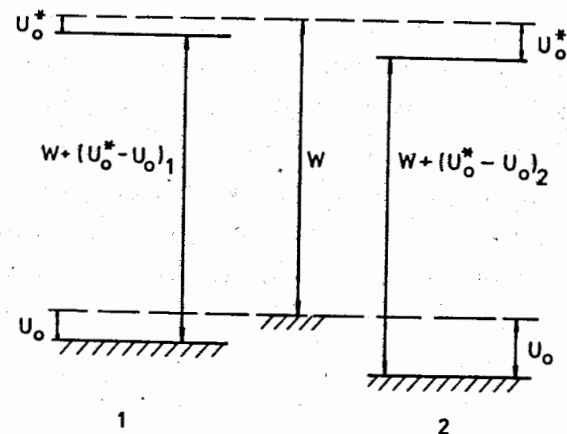


Рис. 4 Схема сдвига уровня в результате электростатического взаимодействия ядра с электронной оболочкой. Пунктиром показаны основной и возбужденный уровни "голого" ядра. 1 и 2 — соответствующие уровни в различных химических соединениях.

3.2. Экспериментальное исследование химических сдвигов нейтронного резонанса ^{238}U

Эксперимент проводился на реакторе ИБР-30, работавшем в бустерном режиме /10/. Схема эксперимента показана на рис. 5. В качестве исследуемого элемента был выбран ^{238}U , имеющий удобный для наблюдения резонанс при энергии 6,67 эВ и доступный в виде химических соединений различной валентности. Пропускание нейтронов измерялось по методу времени пролета. Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором с ^6Li — стеклом. Пролетная база составляла около 55 метров.

Как уже отмечалось выше, измерение химического сдвига резо-

нанса требует очень точного сравнения относительного положения резонансного провала в спектре для различных химических соединений. Важным условием аккуратного измерения является частая смена образцов, что приводит к устранению ошибок из-за дрейфа аппаратуры, изменения мощности реактора и т.д. В наших измерениях была использована система, позволявшая дистанционно устанавливать в пучок нейтронов любой из трех образцов. Управление сменой образцов, а также накопление спектров, контроль за качеством из-

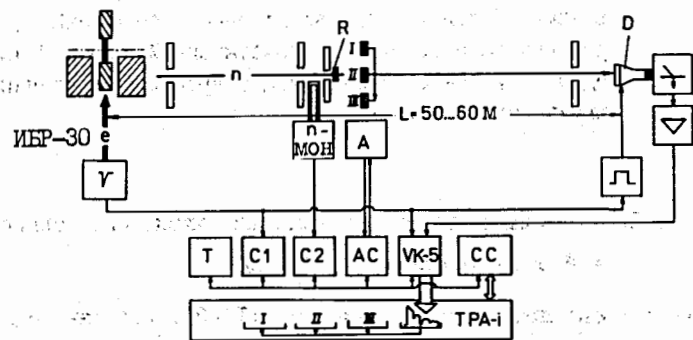


Рис. 5. Схема эксперимента по измерению химического сдвига нейтронного резонанса. I, II и III - образцы из разных соединений урана и соответствующие спектры в памяти ЭВМ ТРА-1, R - реперный образец ТВ, A и AC - блоки управления сменой образцов, D - детектор, T - таймер, C - счетчики мониторинга и стартовых импульсов, VK-5 - временной кодировщик, CC - контроллер каркаса КАМАК.

мерения проводились с помощью малой ЭВМ ТРА-1 1101. Образец вводился в пучок на 5 минут, по окончании замера накопленный спектр контролировался на пропорциональность показаниям монитора, сравнивался с ранее накопленным спектром и при удовлетворении заданным критериям добавлялся к соответствующему спектру, хранящемуся в основной памяти ЭВМ, после чего в пучок вводился следующий образец. Если спектр не удовлетворял указанным критериям, то он сбрасывался, и замер повторялся с тем же образцом. Как и в измерениях магнитных моментов, в пучке постоянно находилась реперная мишень из тербия, резонансы которой служили для контроля при обработке.

Как правило, накопление трех спектров продолжалось около 10 часов, после этого накопленная информация записывалась на магнитную ленту базовой ЭВМ для дальнейшей обработки, и запускался следующий 10-часовой цикл измерения. Для каждой тройки образцов проводилось обычно 15-20 циклов, чтобы обеспечить необходимую статистическую точность.

Всего измерения проводились с пятью различными по химическому составу образцами, из которых составлялись тройки для данного измерения. Кроме того, были проведены эксперименты с нагретыми образцами и образцами разной толщины (внутри измерения с данной тройкой образцов толщины по урану были одинаковы с точностью не хуже 1%). На рис. 6 показан один из трех спектров, полученных за 10 часов суммарного времени измерения.

Обработка спектров, имеющая целью определить относительный сдвиг резонансов, проводилась аналогично обработке при измерении магнитных моментов. Искался минимум функционала

$$\chi^2 = \sum_{t_1}^{t_2} \frac{[N_I(t) - N_{II}'(t)]^2}{N_I(t) + N_{II}'(t)} \quad (27)$$

где $N_I(t)$ и $N_{II}(t)$ - два сравниваемых спектра, $N_{II}'(t)$ - переменный спектр, содержащий варьируемые параметры A , Δt и N_B .

$$N_{II}'(t) = A[N_{II}(t + \Delta t) + N_B]. \quad (28)$$

Из трех спектров, измеренных за 10-часовой цикл, составлялись три пары для обработки согласно (27), причем резонансы урана и тербия обрабатывались аналогичным образом. На рис. 7 показаны гистограммы распределения временных сдвигов между резонансами 6,67 эВ в паре $UO_2 - UF_4$ и реперными резонансами тербия 24,5 эВ в этих же спектрах.

Как уже отмечалось выше, колебания кристаллической решетки приводят к искажению брейт-вигнеровской формы нейтронного сече-

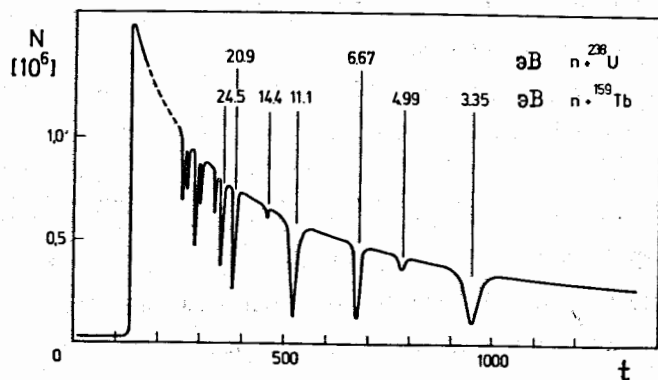


Рис. 6 Экспериментальный спектр одного из образцов ^{238}U .
Время накопления данного спектра 3 часа,
 t - номер временного канала по 2 мкс.

ния в резонансе. Это искажение, вообще говоря, различно для различных решеток, поэтому можно ожидать, что при подгонке двух спектров результирующий сдвиг будет зависеть от диапазона временных каналов, по которому проводится подгонка. Примером такой зависимости могут служить результаты, представленные в таблице 3. Эти результаты получены как средние из 7 циклов.

Таблица 3

Сдвиг Δt резонанса урана 6,67 эВ при различных диапазонах подгонки (Δt в единицах 10^{-3} канала*)

Пара образцов	Диапазон подгонки $t_2 - t_1$ (кан.)			
	40	I7	II	7
$UO_3 - U_{мет}$	$11,3 \pm 2,9$	$3,3 \pm 3,0$	$-10,1 \pm 3,3$	$-18,8 \pm 6,1$
$UF_4 - UO_2$	$10,1 \pm 1,5$	-	$-0,7 \pm 1,7$	$-14,3 \pm 3,1$

*Для резонанса 6,67 эВ $\Delta t = 10^{-3}$ канала соответствует $\Delta E \approx 15$ мкэВ.

для первой пары и 28 - для второй, а приведенные ошибки являются статистическими, полученными при подгонке. Далее будут рассмотрены подробно вопросы, связанные с учетом колебаний кристаллической решетки.

3.3. Учет колебаний кристаллической решетки

Вопросу зависимости нейтронного сечения в резонансе от теплового движения и колебаний атомов мишени посвящено значительное количество работ, однако большая часть их преследовала прикладные цели, связанные с расчетами реакторов, или определением резонансных параметров, где не требовалась точность, необходимая в данной работе. Тем не менее математический аппарат, развитый, например в работах /25,26/, мог быть применен для наших

расчетов, если бы удалось показать экспериментально, что такие расчеты правильно передают особенности сечения в области нейтронного резонанса.

Исследования химического сдвига резонанса проводились с пятью различными по химическому составу образцами из естественного урана: металлический уран, UO_2 , UO_3 , $UF_4 \cdot H_2O$ и уранил нитрат $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$. Необходимо было для этих веществ найти подходящую модель, описывающую спектр колебаний решетки и обеспечивающую нужную точность. За основу был взят подход Джексона и Линна^{/25/}, которые достигли хорошего описания формы

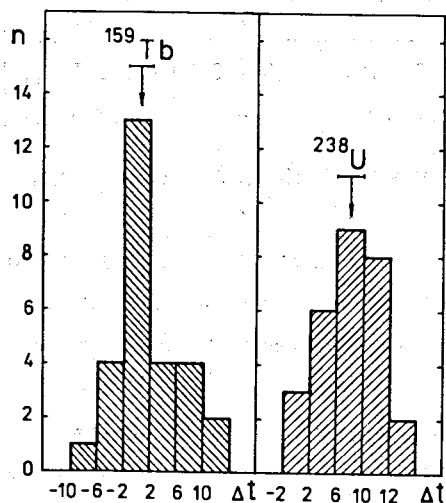


Рис. 7 Распределение экспериментальных значений сдвигов резонанса 6,67 эВ ²³⁸U для пары образцов $UO_2 - UF_4$ и резонанса 24,5 эВ ¹⁵⁹Tb в тех же спектрах. Сдвиг Δt в 10^{-3} канала.

резонансов в U_3O_8 и металлическом уране в широком диапазоне температур (4 - 297 К). Для описания спектра частот они использовали модель Нернста-Линденманна, которая представляет собой модель Эйнштейна, распространенную на два вида атомов.

В использованных нами химических соединениях вида UX_e определяющей для вида спектра является большая разница в массах M и m урана и других атомов. Для таких кристаллов можно использовать соотношение между частотами оптических и акустических ветвей колебаний

$$\nu_{opt} / \nu_{акуст} = (M/m)^{1/2}, \quad (29)$$

которое получается для линейной цепи гармонических осцилляторов.

При захвате нейтрона ураном колебания решетки вызываются смещением тяжелого атома, поэтому возбуждаются главным образом акустические колебания. В этом случае для взвешенного частотного спектра

$$\rho_u(h\nu) = a_1 \delta(h\nu - h\nu_1) + a_2 \delta(h\nu - h\nu_2) \quad (30)$$

коэффициент a_1 при низкочастотном компоненте должен быть существенно больше a_2 . Это было подтверждено результатами работы^{/25/}, в которой было получено для спектра U_3O_8 : $a_1 = 0,90 \pm 0,05$; $h\nu_1 = (13 \pm 3)$ мэВ; $h\nu_2 = (52 \pm 8)$ мэВ. Эти результаты подтверждают также применимость выражения (29) для отношения частот. В работе^{/26/} сходные результаты были получены для UO_2 и UC .

Сечение с учетом колебаний решетки можно записать в виде

$$\sigma(E_n) = \int dE' S(E') B(E_n - E'). \quad (31)$$

Здесь $B(E)$ – брейт-вигнеровское выражение для сечения, зависящее только от свойств ядра и энергии, вносимой нейтроном в ядро; $S(E)$ – функция передачи энергии нейтроном атомам решетки и обратно. Имея в виду, что нами принято для спектра частот выражение (30), и предполагая кристалл изотропным, можно интеграл (31) заменить суммой:

$$G(E_n) = D(E_n) \sum_{\mu, \eta} \left\{ S_{1\mu}^+ [S_{2\eta}^+ B(E_n - \mu h\nu_1 - \eta h\nu_2) + S_{2\eta}^- B(E_n - \mu h\nu_1 + \eta h\nu_2)] + S_{1\mu}^- [S_{2\eta}^+ B(E_n + \mu h\nu_1 - \eta h\nu_2) + S_{2\eta}^- B(E_n + \mu h\nu_1 + \eta h\nu_2)] \right\}; \quad (32)$$

члены $S_{1\mu}^+$ и $S_{1\mu}^-$ характеризуют соответственно вероятность возбуждения и поглощения нейтроном μ фононов $h\nu_1$. Аналогично $S_{2\eta}^+$ и $S_{2\eta}^-$ относятся к η фононам $h\nu_2$.

$$S_{1\mu}^+ = \sum_{w=\mu}^{\infty} \frac{(\beta_1^+)^w (\beta_1^-)^{w-\mu}}{w! (w-\mu)!}; \quad S_{1\mu}^- = \sum_{w=\mu}^{\infty} \frac{(\beta_1^-)^w (\beta_1^+)^{w-\mu}}{w! (w-\mu)!}$$

$$S_{2\eta}^+ = \sum_{w=\eta}^{\infty} \frac{(\beta_2^+)^w (\beta_2^-)^{w-\eta}}{w! (w-\eta)!}; \quad S_{2\eta}^- = \sum_{w=\eta}^{\infty} \frac{(\beta_2^-)^w (\beta_2^+)^{w-\eta}}{w! (w-\eta)!} \quad (33)$$

Вероятности многофононных процессов, в свою очередь, складываются из вероятностей элементарных актов, определяемых энергией отдачи ядра $E_n/(A+1)$, энергией фононов и средней заселенностью согласно статистике Бозе-Эйнштейна:

$$\beta_1^+ = \frac{E_n}{(A+1)h\nu_1} \cdot \frac{\alpha_1}{1 - \exp(-h\nu_1/kT)} \quad (34)$$

$$\beta_1^- = \frac{E_n}{(A+1)h\nu_1} \cdot \frac{\alpha_1}{\exp(h\nu_1/kT) - 1}$$

Аналогично записываются выражения для β_2^+ и β_2^- , если использовать α_2 и $h\nu_2$. Величина $D(E_n)$ в (32) – это фактор Дебая-Валлера.

Приведенные соотношения были использованы для описания резонансных провалов в спектрах. Подробно это рассмотрено в работе /11/. Для наших целей основной интерес представляет различие формы резонансных провалов для пары химических соединений и его связь с имитируемым сдвигом при обработке согласно (27). Рис. 8 показывает разность экспериментальных спектров (точки) для указанных на рисунке пар химических соединений. Сплошная и пунктирная кривые – расчет по описанной схеме. В качестве переменного параметра для расчета взята средняя энергия на степень свободы колебания атома урана $\langle \epsilon \rangle_u$, связанная с параметрами взвешенного спектра (30). Из рисунка видно, что экспериментальные точки хорошо описываются теоретической кривой, для которой достаточно выбрать из эксперимента один параметр $\langle \epsilon \rangle_u$. Несимметричный ход кривой относительно минимума резонансного провала (канал 668) объясняет появление ложного сдвига, связанного с колебаниями кристаллической решетки.

Разность двух кривых пропускания определяется параметрами двух решеток, поэтому в эксперименте при составлении комбинации исследуемых образцов включался один с известным частотным спектром. В качестве таких образцов использовались металлический уран, для которого частотный спектр был получен в работе /25/, и UO_2 /26/. Для других веществ параметры частотных спектров были определены при подгонке разностей, как это показано на рис. 8. Параметры взвешенных частотных спектров для всех образцов приведены в таблице 4.

Таблица 4

Параметры взвешенных частотных спектров.

Образец	a_1	$h\nu_1$, мэВ	a_2	$h\nu_2$, мэВ
$U_{мет}$	1,00	II	0	0
UO_2	0,93	12	0,07	46
$UF_4 \cdot H_2O$	$0,53 \pm 0,06$	$8 \pm I$	$0,47 \pm 0,06$	28 ± 3
UO_3	$0,82 \pm 0,04$	$14 \pm I$	$0,18 \pm 0,04$	54 ± 4
$UO_2(NO_3)_2$	$0,82 \pm 0,04$	$14 \pm I$	$0,18 \pm 0,04$	54 ± 4

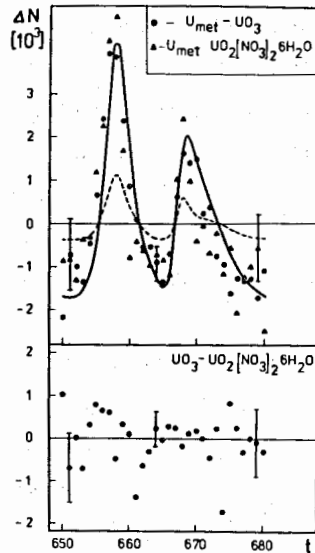


Рис. 8 Экспериментальные разности спектров (точки) и расчетные кривые, полученные при $\langle \epsilon \rangle_u / kT = 1,080$ (сплошная кривая) и $\langle \epsilon \rangle_u / kT = 1,038$ (пунктир)

Выше было отмечено, что различие в форме резонансного провала в спектре пропускания нейтронов через разные образцы приводит к зависимости величины сдвига Δt от диапазона подгонки, т.е. числа каналов $t_2 - t_1$ спектра. В таблице 3 приведены некоторые экспериментальные данные. На рис. 9 показано, как такая зависимость описывается в рамках принятой модели. Видно, что экспериментальные точки и теоретическая кривая идут параллельно, различие между ними можно отнести к искомому химическому сдвигу, который не зависит от диапазона подгонки. На этом же рисунке можно видеть, что образцы разной толщины дают разный сдвиг. Этот эффект также описывается теоретическим расчетом.

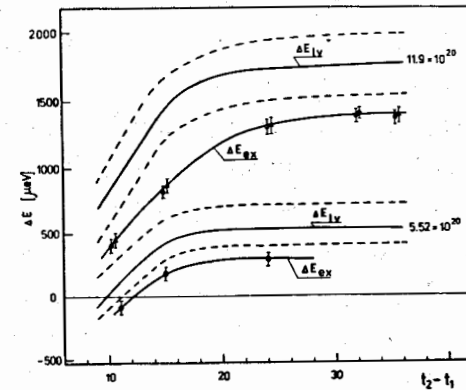


Рис. 9 Зависимость экспериментального сдвига от диапазона подгонки $t_2 - t_1$ для пар образцов $U_{мет} - UO_3$ (I) и $U_{мет} - UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ (II), толщина $11,9 \cdot 10^{20}$, и пары $U_{мет} - UO_3$ (II), толщина $5,52 \cdot 10^{20}$ яд/см². Сплошные кривые ΔE_{lv} - расчет, учитывающий колебания решетки для соответствующих пар. Пунктиром показан коридор ошибок для расчета.

Таким образом, можно сделать заключение, что выбранная модель удовлетворительно описывает эффекты, связанные с колебаниями кристаллической решетки, и может быть использована для внесения необходимой поправки в экспериментальное значение сдвига резонанса, которое можно записать в виде

$$\Delta E_{ex} = \Delta E_0 + \Delta E_{\rho V} \quad (35)$$

Здесь ΔE_0 - исконый химический сдвиг резонанса, $\Delta E_{\rho V}$ - поправка, связанная с колебаниями решетки. Описанная процедура определения поправки $\Delta E_{\rho V}$ проводилась для каждой сравниваемой пары образцов для 4-5 диапазонов подгонки. В таблице 5 приведены результаты экспериментов и расчетов для всех исследованных образцов. Величины ΔE_{ex} , $\Delta E_{\rho V}$ и ΔE_0 являются средними по нескольким диапазонам подгонки. Для ΔE_{ex} и $\Delta E_{\rho V}$ они приведены лишь для иллюстрации величины эффекта, так как для них имеется систематическая зависимость от диапазона подгонки. Для величины химического сдвига ΔE_0 окончательные результаты даны в последнем столбце таблицы 5. Указанные погрешности являются стандартными отклонениями и включают в себя статистическую ошибку экспериментального значения ΔE_{ex} и ошибки параметров расчетного спектра, вошедшие в $\Delta E_{\rho V}$. В этой же таблице приведены толщины образцов для каждой пары (число ядер ^{238}U на см^2) и разности средних энергий на степень свободы атома урана. Отдельно следует сказать о разностях электронных плотностей $\Delta \rho_e(0)$, также приведенных в таблице. Их знание для всех использованных пар химических соединений является необходимым для перехода к изменению среднеквадратичного радиуса ядра при захвате нейтрона, как это следует из выражения (26). В работе [14] показано, что эту разность можно установить в рамках модели эффективных конфигураций

Таблица 5

Результаты измерений химического сдвига 6,67 эВ резонанса ^{238}U .

Пара образцов I - 2	$\Delta \rho_e(0)$ 10^{26} см^{-3}	Толщина образцов 10^{21} яд/ см^2	$\frac{\langle E \rangle_{\text{ли}} - \langle E \rangle_{\text{уз}}}{kT}$ ($T = 300 \text{ K}$)	ΔE_{ex} мкэВ	$\Delta E_{\rho V}$ мкэВ	ΔE_0 мкэВ
$\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O} - \text{UO}_3$	0,22±0,01	0,440	0	-74±87	-2±90	-72±126
— " —	0,22±0,01	0,410	0	+108±56	+24±16	+84±59
— " —	0,22±0,01	1,190	0	-44±51	+15±12	+29±53
$\text{UF}_4 \cdot \text{H}_2\text{O} - \text{UO}_2$	0,75±0,27	0,552	0,015±0,014 *	-38±25	-69±11	+31±27
— " —	0,75±0,27	1,000	0,011±0,002	+266±50	+266 ±46	0±68
$\text{UO}_3 - \text{U}_{\text{мет}}$	6,55±2,95	0,552	0,065±0,010	+26±48	+214±86	-188±99
— " —	6,55±2,95	0,552	0,065±0,010	-48±44	+145±89	-193±99
— " —	6,55±2,95	1,190	0,065±0,011	+1069±39	+1525 ±205	-456±209
$\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O} - \text{U}_{\text{мет}}$	6,77±2,95	1,190	0,065±0,011	+1097±50	+1552±205	-455±210
$\text{UO}_3 - \text{UF}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$	8,65±1,93	0,552	0,040±0,005	-90±36	+250±112	-340±117
— " —	8,65±1,93	1,000	0,046±0,007	+133±88	+579±121	-445±150
$\text{UO}_3 - \text{UO}_2$	9,40±1,96	1,000	0,057±0,006	+348±80	+793±106	-445±132

* / Температура образцов 374 K

валентных электронов, используя экспериментальные данные по химическому сдвигу рентгеновских линий урана, данные по мессбауэровскому измерному сдвигу для ^{237}Np и данные по электронной плотности в свободных ионах. Полученные таким образом значения $\Delta\rho_e(0)$ даны в таблице. Ошибки обусловлены в основном ошибками экспериментов, давших исходные данные для расчета $\Delta\rho_e(0)$.

3.4. Изменение среднеквадратичного радиуса ядра ^{238}U при захвате резонансного нейтрона

В разделе 3.1 были приведены соотношения, описывающие химический сдвиг нейтронных резонансов. Выражение (26) является хорошим приближением для легких ядер, но требует уточнения для тяжелых. При выводе (26) использовалось постоянство электронной плотности по объему ядра, а для такого ядра как уран это условие не выполняется. Для оценки допустимости такого приближения были проведены расчеты 14 усредненного по телесному углу радиального распределения плотностей протонов и электронов в окрестности ядра. Для протонов в ядре было принято фермиевское распределение

$$\rho_p(\theta, r) = \rho_{p0} \left\{ 1 + \exp\left[4\epsilon_{n3}(\tau[1 - \beta v_2^0] - R)/t\right] \right\}^{-1} \quad (36)$$

с деформацией $\beta = 0,253$, диффузностью $t = 1,46$ фм и радиальным параметром $R = 7,15$ фм согласно работе Де Вита и др.^[27]. Плотность электронов была рассчитана по методу Дирака-Фока. Результаты расчета показаны на рис. 10. Видно, что к границе ядра $\rho_e(r)$ уменьшается примерно на 20%. Такой же характер радиальной зависимости имеет и разность $\Delta\rho_e(r)$ для разных химических соединений. Строгий учет непостоянства $\Delta\rho_e(r)$ приводит к появлению в (26) членов, содержащих более высокие четные моменты вида $\Delta\langle r^{2i} \rangle$. Однако, принимая во внимание невысокую экспериментальную точность и то, что плотность электро-

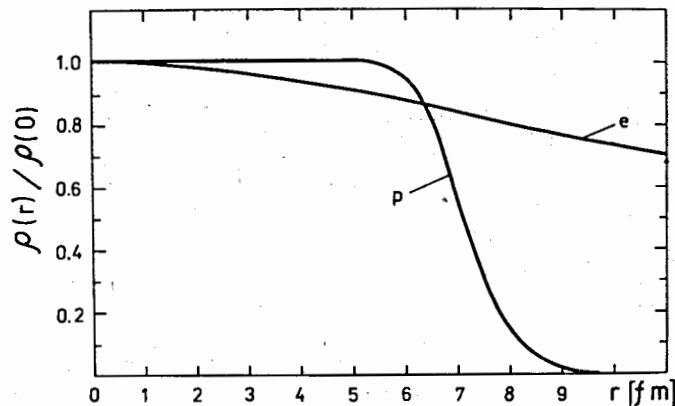


Рис. 10 Усредненные по телесному углу распределения электронной и протонной плотности для ядра ^{238}U , отнесенные к плотности в центре ядра.

нов изменяется в пределах ядра не слишком сильно, можно принять с достаточной точностью эффективное значение $\kappa\rho_e(0)$. Тогда для химического сдвига получится выражение

$$\Delta E_0 = \frac{2}{3} \pi e^2 Z \kappa \Delta\rho_e(0) \Delta\langle r_p^2 \rangle \quad (37)$$

Численные расчеты показали, что для ядра урана коэффициент $\kappa = 0,9$. Выражение (37) может быть использовано для получения экспериментального значения $\Delta\langle r_p^2 \rangle$ - изменения среднеквадратичного радиуса заряда ядра при захвате резонансного нейтрона. На рис. 11 приведены значения сдвигов резонансов ΔE_0 для разных пар химических веществ в зависимости от $\Delta\rho_e(0)$. Горизонтальные отрезки в нижней части рисунка показывают неопределенность $\Delta\rho_e(0)$ для

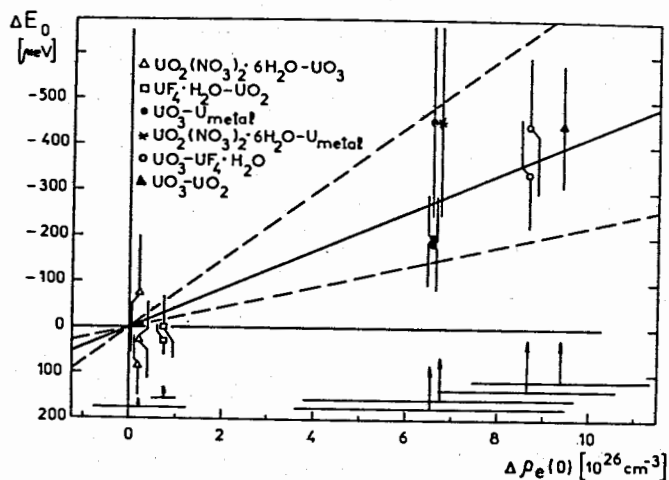


Рис. II. Величина химического сдвига ΔE_0 как функция разности электронных плотностей. Горизонтальные отрезки внизу показывают неопределенность $\Delta \rho_e(0)$ для соответствующей пары образцов.

соответствующей пары. Сплошная прямая проведена методом наименьших квадратов через начало координат и экспериментальные точки, а пунктирные линии указывают 95% - доверительный интервал. С учетом констант в формуле (37), из наклона прямой получается величина

$$\Delta \langle r_p^2 \rangle = - \left(1,7 \begin{matrix} +1,2 \\ -0,8 \end{matrix} \right).$$

Ошибки соответствуют 95% - доверительному интервалу. Для ядра ^{238}U среднеквадратичный радиус $\langle r_p^2 \rangle$, рассчитанный согласно распределению (36), составляет 34 fm^2 , так что относительное изменение

$$\Delta \langle r_p^2 \rangle / \langle r_p^2 \rangle = -0,05.$$

Таким образом, эксперимент показывает, что при захвате нейтрона среднеквадратичный радиус компаунд-состояния ^{239}U на 5% меньше, чем для основного состояния ядра = мишени ^{238}U .

Проведенные экспериментальные и расчетные проверки сдвигов резонансов позволяют заключить, что наблюдаемый эффект связан с электрическим монополюсным взаимодействием. Другие виды сверхтонких взаимодействий не могут привести к подобному смещению уровня. Действительно, магнитное дипольное и электрическое квадрупольное взаимодействия приводят к расщеплению уровня, а сдвиг может быть получен лишь при поляризации ядер, что и было использовано при измерении магнитных моментов ядер, описанном выше. Квадрупольное взаимодействие для четно-четного ядра-мишени ^{238}U и компаунд-ядра ^{239}U со спином $J = 1/2$ вообще отсутствует.

Полученное значение $\Delta \langle r_p^2 \rangle$ описывает разность среднеквадратичных радиусов возбужденного ядра ^{239}U и ядра ^{238}U в основном состоянии. Для оценки влияния возбуждения на форму ядра необходимо исключить изотопический эффект. Это можно сделать, используя, например, данные, приведенные в компиляции /28/. Как показывает анализ результатов измерений изотопических сдвигов оптических линий в изотопах урана и плутония, разность среднеквадратичных радиусов основных состояний ^{239}U и ^{238}U не превышает $0,07 \text{ fm}^2$. Эта величина существенно меньше обсуждаемого значения $\Delta \langle r_p^2 \rangle$, и без ущерба для дальнейшего рассмотрения может быть опущена.

Таким образом, можно заключить, что найденное в эксперименте уменьшение среднеквадратичного радиуса связано с возбуждением ядра ^{239}U , равным энергии связи нейтрона - 4,8 МэВ. Наблюдаемое уменьшение $\langle r_p^2 \rangle$ в рамках данного эксперимента не может

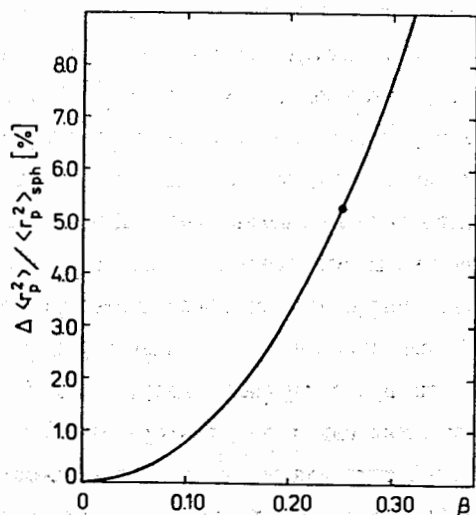


Рис. 12 Относительное изменение среднеквадратичного радиуса ^{238}U в зависимости от параметра деформации β . Точкой отмечено основное состояние ядра.

быть детализировано, т.к. химический сдвиг резонанса практически нечувствителен к более высоким моментам распределения, как это было обсуждено выше. Можно только оценить, как влияют различные параметры распределения заряда в ядре на изменение среднеквадратичного радиуса. Наиболее простая связь — для радиального параметра K распределения (36). Изменение $\langle r_p^2 \rangle$ на 5% получается при изменении K примерно на 2,5%. Несколько сложнее связь с деформацией. На рис. 12 показано относительное изменение среднеквадратичного радиуса ядра в зависимости от параметра деформации β при сохранении объема. Расчет проводился для фермиевского распределения (36) с параметрами для ^{238}U , где изменялась только деформация. Точкой на кривой отмечено основное состояние ядра.

Видно, что если в возбужденном состоянии ядро близко к сферическому, то это приведет к изменению $\langle r_p^2 \rangle$ примерно на 5%.

Остановимся теперь на сопоставлении полученных данных с теорией. Точный расчет волновой функции конкретного компаунд-состояния является на сегодняшний день невыполнимым. Можно описать средние свойства таких состояний в рамках статистической теории, вводя температуру T , соответствующую энергии возбуждения ядра E^* . Такой подход был развит в работах Бунатяна^{/29,30/}. На основе метода температурных функций Грина с учетом сильного взаимодействия нуклонов и парных корреляций сверхпроводящего типа им были вычислены изменения среднеквадратичных радиусов ядер при возбуждении. Было показано, что при энергии возбуждения ядра порядка энергии связи нейтрона, т.е. при $T \approx 0,7 - 1$ МэВ, $\Delta \langle r^2 \rangle \approx -0,2$ фм². Согласно^{/29,30/}, это обусловлено рядом причин: изменением функции распределения частиц, уменьшением энергии парных корреляций, уменьшением деформации. В других работах, в частности, Мозеля и др.^{/31/}, также отмечалось, что с увеличением E^* деформация должна уменьшаться, что связывалось с ослаблением роли оболочечной структуры.

Численные оценки^{/29,30/} дают величину $\Delta \langle r^2 \rangle$, совпадающую по знаку, но существенно меньшую, чем полученная в описываемом эксперименте. Имея в виду, что строгие численные расчеты проведены только для сферических ядер^{/30/}, а для деформированных даны лишь оценки в квазиклассическом приближении, представляет интерес проведение для деформированных ядер таких же численных расчетов. Необходимо также отметить, что выводы статистической теории дают средние по многим резонансам значения. В связи с этим будет представлять интерес дальнейшее экспериментальное

изучение вопроса об изменении формы ядра при возбуждении порядка энергии связи нейтрона.

Безусловно интересным является проведение исследований с делимыми ядрами, для которых характерно наличие многих низкоэнергетических резонансов, пригодных для измерения. Кроме того, представляется интересным узнать, будет ли какая-либо корреляция с делимостью ядра, т.е. с делительной шириной уровня.

4. ВЫВОДЫ

Приведенные в диссертации материалы, посвященные исследованиям эффектов сверхтонких взаимодействий в нейтронных резонансах, позволяют сделать некоторые выводы.

1. Разработан и реализован для нейтронных резонансов метод наблюдения сдвигов, обусловленных сверхтонким магнитным взаимодействием.

2. В экспериментах по пропусканию нейтронов через поляризованные и неполяризованные мишени из редкоземельных элементов впервые измерены сдвиги II уровней изотопов ^{160}Tb , ^{162}Dy , ^{164}Dy , ^{166}Ho , ^{168}Er . Величины сдвигов составляют около 10^{-3} от собственной ширины уровня.

3. Определены магнитные моменты указанных уровней. Сделан существенный шаг в области исследования магнитных моментов короткоживущих состояний ($\tau < 10^{-14}$ с), недоступных для изучения другими методами.

4. На основании найденных значений магнитных моментов исследованных уровней определены среднее значение ядерного g -фактора и величина его флуктуации от уровня к уровню. Сравнение этих величин с ожидаемыми на основании теоретических расчетов показало

хорошее согласие. Тем самым статистическая модель ядра получила подтверждение в новой области.

5. Разработан метод измерения химического сдвига нейтронных резонансов - аналога изомерного сдвига ядерных уровней. Впервые проведены измерения химических сдвигов нейтронных резонансов, обусловленных сверхтонким электрическим взаимодействием.

6. Разработана методика теоретического расчета изменения нейтронного сечения в области резонанса при переходе от одного химического соединения к другому. Экспериментально показана высокая точность такого описания. Эта методика применима для строгого описания резонансного сечения и может быть рекомендована для реакторных расчетов, к точности которых предъявляются все более высокие требования.

7. На основании измерений химических сдвигов впервые получены экспериментальные данные об изменении среднеквадратичного радиуса заряда ядра при возбуждении до энергии связи нейтрона.

8. Для измеренного компаунд-состояния ^{239}U (нейтронный резонанс $6,67$ эВ ^{238}U) получено, что $\langle r_p^2 \rangle$ уменьшается примерно на 5% по сравнению с соответствующей величиной для основного состояния. Такой эффект значительно превышает ожидаемый на основании статистической теории. В связи с этим представляет значительный интерес проведение подобных исследований для других уровней и ядер.

9. Цикл исследований эффектов сверхтонких взаимодействий в нейтронных резонансах открыл новое направление в нейтронной физике, позволив определить экспериментально такие характеристики компаунд-состояний ядер, как магнитные моменты и изменение среднеквадратичного радиуса заряда ядра при захвате нейтрона.

ЛИТЕРАТУРА

- I. Alfimenkov V.P., Zhukov G.P., Zimin G.N., Lason L., Mareev Yu.D., Ovchinnikov O.N., Pikelner L.B., Tishin V.G., Shapiro F.L., Sharapov E.I. Magnetic Moments of ^{168}Er States Excited by Neutron Capture.-Conference on Nucl.Struct. Study with Neutrons (Budapest, July 31-Aug.5, 1972) Contributions, p.8-9.
2. Малёчки Х., Пикельнер Л.Б., Родионов К.Г., Саламатин И.М., Шарапов Э.И. Детектор нейтронов и гамма-лучей для работ в области нейтронной спектроскопии. - ОИЯИ, IЗ-6609, Дубна, 1972.
3. 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}Er , возбуждаемых при захвате нейтронов. - ЯФ, 1973, т. 17, вып. I, с. 13-20.
4. Alfimenkov V.P., Vagov V.A., Zamrij V.N., Lason L., Mareev Yu.D., Ovchinnikov O.N., Pikelner L.B., Salai S., Sharapov E.I. Magnetic Moments of Compound States in Dysprosium. - Phys.Lett., 1975, v.53B, No.5, p.429-431.
5. Alfimenkov V.P., Lason L., Mareev Yu.D., Ovchinnikov O.N., Pikelner L.B., Sharapov E.I., Magnetic Moments of Neutron Resonances in Dysprosium.- Intern. Conf.on Hyperfine Structure (Upsala, Sweden, 1974) Contrib.papers,p.120-121.
6. Алфименков В.П., Ласонь Л., Мареев Ю.Д., Овчинников О.Н., Пикельнер Л.Б., Шарапов Э.И. Магнитные моменты компаунд-состояний тербия и гольмия. - Нейтронная физика. М., ЦНИАтоминформ, 1976, ч. 4., с. 75-79.
7. Alfimenkov V.P., Lason L., Mareev Yu.D., Ovchinnikov O.N., Pikelner L.B., Sharapov E.I. Magnetic Moments of Neutron Resonances in Rare-Earth Nuclei.- Nucl.Phys., 1976, v.A267, p.172-180.
8. Alfimenkov V.P., Lason L., Mareev Yu.D., Ovchinnikov O.N., Pikelner L.B., Sharapov E.I. Magnetic Moments of Compound States in Rare-Earth Nuclei.- Intern.Conf.Radial Shape of Nuclei (Cracow, Poland, 22-25, June, 1976).
9. Пикельнер Л.Б. Нейтронные резонансы и эксперименты с поляризованными нейтронами и ядрами. - Международ.конф. по избранным вопросам структуры ядра (Дубна, 15-19 июня 1976).Труды конф., т. 2, с. 285-302 (Д-9920, Дубна).
10. Аюпян Г.Г., Вагов В.А., Зайдель К., Майстер А., Пабст Д., Пикельнер Л.Б., Салаи Ш. Изомерный сдвиг нейтронных резонансов. I Измерения с разными химическими соединениями ^{238}U . - ОИЯИ, PЗ-II740, Дубна, 1978.

- II. Зайдель К., Майстер А., Пабст Д., Пикельнер Л.Б. Изомерный сдвиг нейтронных резонансов. II.Учет колебаний в кристаллической решетке. - ОИЯИ, PЗ-II741, Дубна, 1978.
12. Зайдель К., Майстер А., Пабст Д., Пикельнер Л.Б. Изомерный сдвиг нейтронных резонансов. - VIII International Symposium on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei (Gaussig,GDR,Nov.13-17,1978) Proc., Eds.R.Reif, S.Sassonov, Zfk-382, p.169-171.
13. Seidel K., Meiser A., Pabst D., Pikelner L.B. Isomer Shift of Neutron Resonances.-Intern.Conf.on Extreme States in Nucl.Systems (Dresden, GDR, Feb.4-9, 1980). Cotrib.papers Ed.R.Arlt, B.Kuhn, p.95.
14. Зайдель К., Майстер А., Пабст Д., Пикельнер Л.Б. Изомерный сдвиг нейтронных резонансов. IV. Изменение среднеквадратичного радиуса заряда ядра ^{238}U при захвате резонансного нейтрона. - ОИЯИ, PЗ-80-135, Дубна, 1980.
15. Meister A., Pabst D., Pikelner L.B., Seidel K. Mean-Square Radius Change from Chemical Neutron Resonance Shifts.-Intern.Conf.on Nuclear Physics (Berkeley, USA, Aug.24-30, 1980.)
16. Шапиро Ф.Л. Поляризованные ядра и нейтроны. - Собрание трудов. Нейтронные исследования. М.: Наука, 1976, с. 46-57.
17. Neutron Cross Sections. Mughabgham S.F. and Garber D.I.-BNL-325, Third.Ed., v.1, Brookhaven National Lab., 1973.
18. Куклин Р.Н. Магнитные моменты нагретого ядра. - Ядерная физика, 1967, т. 6., в. 5, с. 967-972
19. Бунатян Г.Г. Магнитные моменты возбужденных состояний деформированных ядер. - ОИЯИ, P4-8889, Дубна, 1975.
20. Бунатян Г.Г. Моменты инерции и гиромагнитные отношения компаунд-состояний. - Ядерная физика, 1977, т. 26, в. I, с.44-54.
21. Блохин А.И., Игнатик А.В. Влияние оболочечных эффектов на магнитные моменты возбужденных ядер. - В кн.: Нейтронная физика, М., ЦНИАтоминформ, 1976, ч. 3, с. 13-17.
22. Воронов В.В., Соловьев В.Г. Магнитные моменты высоковозбужденных состояний атомных ядер. - Ядерная физика, 1972, т. 16., с. II83-II94.
23. Mossbauer Isomer Shifts. G.K.Shenoy, F.E.Wagner (Eds.). North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1978.

24. Игнатович В.К., Останевич Ю.М., Чер Л. Изомерный сдвиг и нейтронные резонансы. - ОИЯИ, Р4-7296, Дубна, 1973.
25. Jackson H.E. and Lynn J.E. Resonant Absorption of Neutrons by Crystals.- Phys.Rev., 1962, v.127, No.2, p.461-468.
26. Borgonovi G.M., Houston D.H., Koppel J.U., Slaggie E.L. Crystal Binding Effects on Doppler Broadening of Neutron Absorption Resonance.-Phys.Rev. C, 1970, v.1, No.6, p.2054-2059.
27. De Wit S.A., Backenstoss G., Daum C., Sens J.C., Acker H.L. Measurement and Analysis of Muonic X-Ray Spectra in Deformed Nuclei.-Nucl.Phys., 1967, v.87, No.7, p.657-702.
28. Heilig.K. and Steudel A. Changes in Mean-Square Nuclear Charge Radii from Optical Isotope Shifts.-Atom.Data and Nuclear Data Tabl., 1974, v.14, p.613-638.
29. Бунатян Г.Г. К статистическому описанию компаунд-состояний ядер. - Ядерная физика, 1977, т. 26, вып. 5, с. 979-990.
30. Бунатян Г.Г. О статистическом описании свойств компаунд-состояний. - Ядерная физика, 1979, т. 29, вып. I, с. 10-21.
31. Mosel U., Zint P.-G. and Passler K.H. Self-Consistent Calculations for Highly Excited Compound Nuclei.-Nucl.Phys., 1974, v.A236, No.1, p.252-268.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 ноября 1980 года.