

C341.1
C-16

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

3 - 4964

И.М. Саламатин

НЕЙТРОННОСПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕР
В ОБЛАСТИ МАССОВЫХ ЧИСЕЛ 70-90

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1970

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель -
кандидат технических наук

Л. Б. Пикельнер

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

М.Н. Николаев

кандидат физико-математических наук

С.И. Сухоручкин.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова.

Автореферат разослан

. 4 . IV

1970 г.

Защита диссертации состоится

. 25 . VI

1970 г.

на заседании Объединенного Ученого совета лабораторий нейтронной физики и ядерных реакций.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Э.Н. Каржавина

3 - 4964

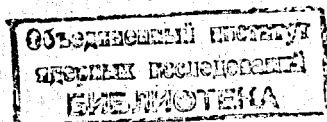
И.М. Саламатин

НЕЙТРОННОСПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕР
В ОБЛАСТИ МАССОВЫХ ЧИСЕЛ 70- 90

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

6994 вр.



Диссертация посвящена нейтронноспектроскопическому исследованию ядер, лежащих в области массовых чисел 70+90. Проводились измерения пропускания и радиационного захвата нейтронов в зависимости от их энергии. В качестве мишеней использовались разделенные изотопы Ga, Ge, Se и Rb. Полученные параметры уровней позволили определить такие характеристики ядер, как силовые функции, полные радиационные ширины, плотность уровней при энергии связи нейтрона. Эти параметры вместе с литературными данными были использованы для обсуждения вопроса о спиновой зависимости силовой функции и зависимости полной радиационной ширины от основных параметров ядра.

1. В первой главе описаны условия измерений и методика обработки данных.

Измерения проводились методом времени пролета на нейтронном спектрометре Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Источником нейтронов служил импульсный реактор ИБР в режиме работы с микротроном ^{/1/}. Этот режим характеризовался следующими параметрами: интегральный выход нейтронов $\approx 3 \cdot 10^{13}$ нейтр/сек, полуширина нейтронного импульса 3 мксек; частота повторения 50 гц.

В измерениях пропускания использовался жидкостный сцинтилляционный детектор ^{/2/}. Разрешение в разных экспериментах составляло 3 и 6 нсек/м.

Накопление спектров велось на 2048- и 4096-канальных анализаторах. Чередующиеся серии измерений с образцом и без образца передавались по каналу связи на ЭВМ для дальнейшей обработки, в процессе которой были получены исправленные на просчеты суммарные аппаратурные спектры.

Форма кривой фона определялась в измерениях с резонансными фильтрами. Спектры, соответствующие измерениям с образцом и без образца, после вычитания фона пересчитывались в абсолютное пропускание.

Кривые пропускания анализировались по методу площадей с учетом эффекта Доплера и интерференции между резонансным и потенциальным рассеянием^{/3/}. Использовался также метод анализа формы резонансов^{/4/}, в основном для определения длины потенциального рассеяния R' .

В измерениях радиационного захвата был использован жидкостный сцинтилляционный детектор большого объема^{/5/}, который мог работать как в режиме совпадений импульсов от двух баков (основной режим), так и в режиме суммирования, что позволяло калибровать детектор^{/6/}. Разрешение в измерениях радиационного захвата составляло 12 нсек/м.

Для площадей резонансов на кривой радиационного захвата использовалось соотношение^{/7/}:

$$C = \frac{\sum N_i}{\Pi(E) \epsilon_\gamma} = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} A, \quad (1)$$

где $\sum N_i$ - сумма отсчетов под резонансом на кривой радиационного захвата (при вычтенном фоне); $\Pi(E)$ - полное число нейтронов на 1 эв, падающих на всю площадь образца за время измерения; ϵ_γ - эффективность регистрации детектором акта захвата; Γ_γ, Γ - радиационная и полная ширины резонанса; A - функция толщины образца n и резонансных параметров, имеющая смысл площади провала на кривой пропускания.

В результате обработки проведенных измерений получены параметры формулы Брайта-Вигнера ($E_0, g\Gamma_n, \Gamma_\gamma, J$), принятой для описания нейтронных резонансов. Обработка измерений проводилась на ЭВМ вплоть до получения резонансных параметров. При этом использовались программы^{/8/}, разработанные в ОИЯИ.

2. Вторая глава диссертации содержит описание результатов измерений и обработки пропускания и радиационного захвата (и, в некоторых случаях, самоиндикации) для 14 изотопов: $^{70, 72, 73, 74, 76} \text{Ge}, ^{74, 76, 77, 78, 80} \text{Se}, ^{69, 71} \text{Ga}, ^{85, 87} \text{Rb}$.

В измерениях использовались образцы с содержанием основного изотопа 70+90% и образцы из естественной смеси изотопов.

В таблицах, имеющихся в диссертации, приведены параметры ≈ 300 резонансов: во всех случаях найдены изотопная принадлежность, энергия (E_0) и значение $g\Gamma_n$ уровня, в 89 резонансах найдены полные радиационные ширины, определены спины 37 уровней.

Для большинства (≈ 250) резонансов до настоящего времени опубликованы только наши результаты^{/9+12/}.

3. В третьей главе рассматриваются усредненные характеристики ядер. Средние параметры ядра могут быть оценены на основании ядерных моделей. Экспериментальные данные о параметрах индивидуальных резонансов позволяют вычислить среднюю приведенную нейтронную ширину $\bar{\Gamma}_n^0$, среднее расстояние между уровнями \bar{D} , силовую функцию S_0 , распределения Γ_n^0, D и другие характеристики. При сравнении экспериментальных и теоретических оценок необходимо учитывать их статистические свойства.

В данной главе обсуждаются статистические свойства оценок $\bar{\Gamma}_n^0, \bar{D}, S_0$, вычисляемых по ограниченному набору резонансов n , принадлежащих к одной спиновой системе.

а) Распределение величины $\{\bar{\Gamma}_n^0(n)/\langle \Gamma_n^0 \rangle\}$ является χ^2 -распределением с числом степеней свободы n . Это непо-

средственно следует из вида распределения Портера-Томаса для приведенных нейтронных ширин резонансов. Здесь и ниже угловыми скобками обозначены "истинные средние" (параметры распределений).

б) Показано, что с учетом корреляции соседних промежутков между уровнями ($\rho = -0,25$ согласно /13/) распределение величины $v = \bar{D}(m)/\langle D \rangle$ может быть описано χ^2 -распределением с k -степенями свободы:

$$p(v)dv = \left[\Gamma\left(\frac{k}{2}\right) \right]^{-1} \left(\frac{k}{2}\right)^{\frac{k}{2}} v^{\frac{k}{2}-1} \exp\left[-\frac{k}{2}v\right] dv, \quad (2)$$

где

$$\left. \begin{aligned} k &= 6,3m\sqrt{m} \quad \text{при} \quad 1 \leq m \leq 9, \\ k &= 20m \quad \text{при} \quad m \geq 10. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Здесь $\bar{D}(m) = \Delta E/m$, $m=n-1$, а ΔE - исследованная область.

На рис. 1 приведены для сравнения теоретическое распределение величины $\bar{D}(m)/\langle D \rangle$ для $m=5$ (гистограмма из работы /14/) и аппроксимирующее его выражение (2). Совпадение очень хорошее. Точками на том же рисунке нанесено соответствующее распределение для оценки $D^*(m) = \left(-\frac{\pi}{4} \sum_1^m D_i/m\right)^{1/2}$ из работы /15/, не учитывающее эффекта корреляции.

в) Согласно определению, силовая функция S_0 есть отношение средней приведенной ширины $\langle \Gamma_n^0 \rangle$ к среднему расстоянию между уровнями

$$S_0 = \frac{\langle \Gamma_n^0 \rangle}{\langle D \rangle}.$$

Если исследовано n уровней, то экспериментальная величина

$$S_0 = \frac{\bar{\Gamma}_n^0(n)}{\bar{D}(m)} = \frac{\sum \Gamma_{n_i}^0/n}{\Delta E/m}. \quad (4)$$

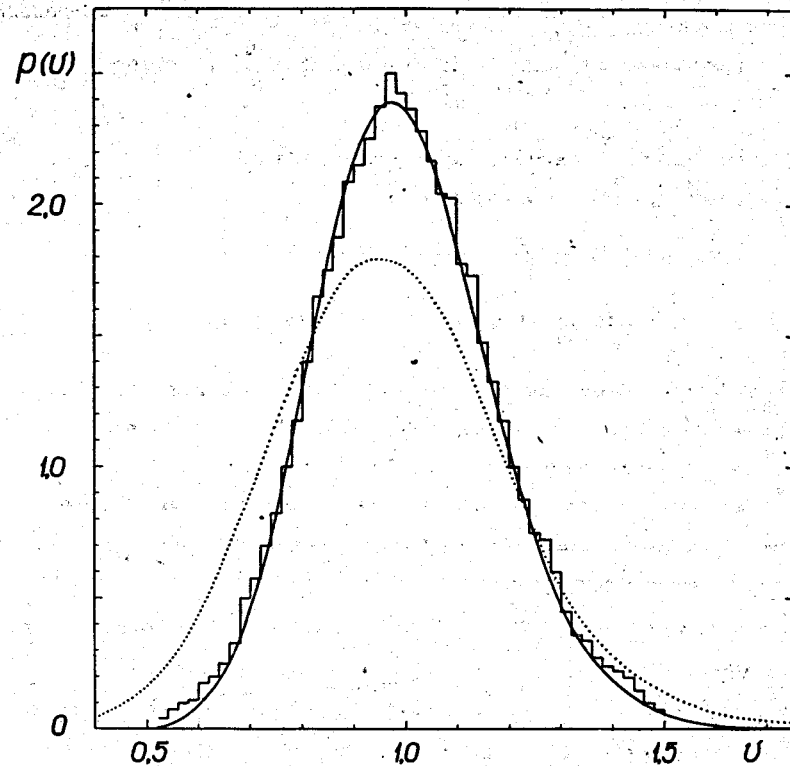


Рис.1. Распределение относительной величины $v = \bar{D}(m)/\langle D \rangle$ для $m=5$. Точками нанесено соответствующее распределение величины $D^*(m)/\langle D \rangle$, полученное в работе /15/.

Вопрос о законе распределения силовой функции, рассчитанной по n уровням, уже рассматривался в работах /15,16/. Однако там было введено другое определение экспериментального значения, а именно:

$$S_0 = a(n) \frac{\bar{\Gamma}_n^0(n)}{D^*(m)}. \quad (5)$$

В диссертации показано, что плотность вероятности для S_0 , определенной согласно (4), может быть описана распределением Фишера в виде:

$$f(S_0, n) dS_0 = C_n \frac{1}{n} \left(\frac{S_0}{S_0} \right)^{n-1} \left(1 + \frac{n}{k} \frac{S_0}{S_0} \right)^{-\frac{n+k}{k}} dS_0 \quad (8)$$

При этом для \bar{D} использовано распределение (2). Нормировочная константа C_n и дисперсия σ^2 есть

$$C_n = \left(\frac{n}{k} \right)^{\frac{n}{k}} \frac{\Gamma\left(\frac{n+k}{2}\right)}{\left[\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)\Gamma\left(\frac{k}{2}\right)\right]}$$

$$\sigma^2 \left(\frac{S_0}{S_0} \right) = \left[2k^2 (n+k-2) \right] / \left[n(k-2)^2 (k-4) \right].$$

Вопрос об ошибке S_0 решен путем расчета интервала, накрывающего $< S_0 >$ с вероятностью 68,2%. Результаты этого расчета представлены на рис. 2. Величины $\Delta Z_{\text{верх.}}$ и $\Delta Z_{\text{нижн.}}$ приведенные на этом рисунке в зависимости от числа резонансов n , играют роль "относительных ошибок" для S_0 эксп.

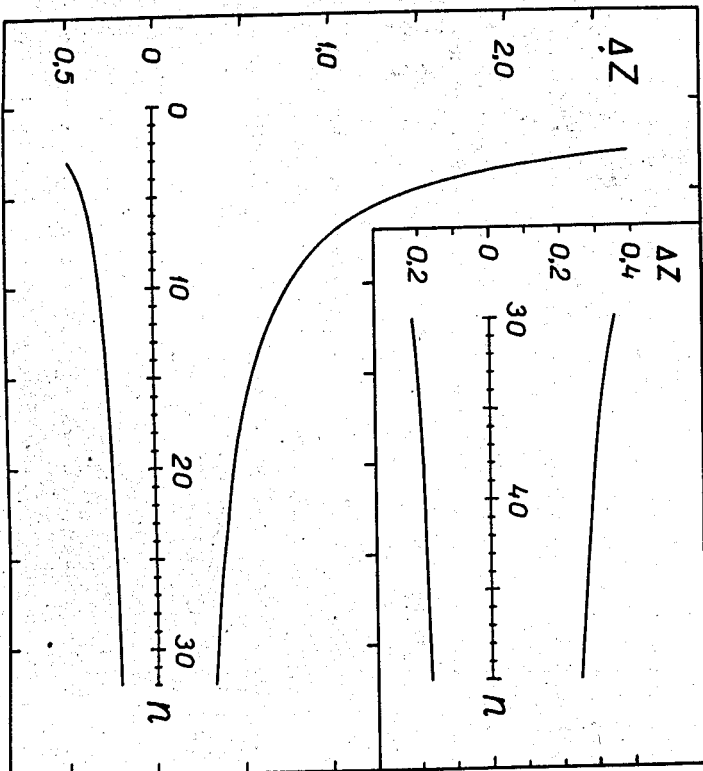


Рис. 2. Относительные ошибки силовых функций в зависимости от числа уровней n ($m = n - 1$).

Таблица I. Усредненные параметры ядер.

Ядро-мишень	Исследованный интервал энергии, эВ	$\bar{D}_{\text{набл}}$ эВ	α МэВ ⁻¹	$S_0 \cdot 10^{-4}$	Γ МэВ
⁶⁹ Ga	4810	230±23	11,2±0,3	1,1±0,3	270±40
⁷¹ Ga	5050	330±33	12,3±0,3	1,4±0,4	240±40
⁷⁰ Ge	28600	1200±110	13,1±0,3	2,3±0,6	162±25
⁷² Ge	29400	1350±150	13,9±0,3	1,0±0,3	160±25
⁷³ Ge	8530	62 ± 4	14,1±0,2	2,0±0,4	197±29
⁷⁴ Ge	61040	3600±470	13,1±0,6	1,3±0,4	195±40
⁷⁶ Ge	48700	4200±550	14,0±0,3	2,3±0,8	120±25
⁷⁴ Se	7220	370±57	13,9±0,3	2,6±0,8	290±50
⁷⁶ Se	13300	600±65	14,2±0,4	1,7±0,5	230±40
⁷⁷ Se	3920	120±8	14,1±0,3	1,2±0,4	390±70
⁷⁸ Se	20150	1100±110	14,3±0,6	1,9±0,6	220±45
⁸⁰ Se	23100	1200±200	15,0±0,8	2,0±0,7	220±50
⁸⁵ Rb	17200	180±13	10,2±0,2	1,1±0,3	225±30
⁸⁷ Rb	23500	1600±210	10,9±0,4	1,6±0,5	140±25

Экспериментальные усредненные характеристики, вычисленные на основании измеренных параметров резонансных уровней, для всех исследованных ядер приведены в табл. 1. Значения

$D_{\text{набл.}}$, S_0 вычислены, как описано выше. При этом предполагаемые p -волновые резонансы исключались из рассмотрения в соответствии с оценкой по распределению Портера-Томаса. Величины $D_{\text{набл.}}$ и S_0 указаны в табл. 1 без разделения уровней на две спиновые системы.

Для изотопов ^{77}Se , $^{69,71}\text{Ga}$, благодаря идентификации спинов ряда уровней, получены силовые функции $S_0(J)$ для обоих спиновых состояний, приведенные в табл. 2.

Таблица 2

Ядро-мишень	I	$S_0(J=I+1/2)$	$S_0(J=I-1/2)$
^{69}Ga	3/2	1,2 + 1,3 - 0,4	1,0 + 1,7 - 0,4
^{71}Ga	3/2	1,5 + 2,2 - 0,6	1,3 + 2,2 - 0,5
^{77}Se	1/2	1,1 + 0,4 - 0,3	1,5 + 1,6 - 0,5

Средние полные радиационные ширины вычислены по всем резонансам с измеренным нами значением Γ_γ .

4. В главе 4 приведен обзор работ, в которых рассматривается плотность уровней при энергии возбуждения ядра E вблизи энергии связи нейтрона E_n .

Отмечено, что, несмотря на значительные успехи, теория не может пока описать плотности уровней у широкого круга ядер в интервале энергии возбуждения от основного состояния до энергии связи нейтрона. Это в значительной мере затрудняет развитие ряда связанных проблем, например, теории полных радиационных ширин.

В 4 главе обсуждается также зависимость параметра a , входящего в формулу для плотности уровней в модели ферми-газа, от разности $N-Z$. Такая зависимость была предсказана в работе /17/. Экспериментальные данные свидетельствуют в пользу предсказанного эффекта, однако он мал.

5. В обзорной части пятой главы излагаются основные результаты теории в описании нейтронных силовых функций ядер. Силовая функция входит в качестве множителя в сечение образования составного ядра и может быть вычислена на основании оптической модели. За последние 15 лет эта модель значительно развита. Она объяснила возникновение гигантских $3s$ - и $4s$ -резонансов, расщепление $4s$ -резонанса и некоторые более слабые эффекты. Однако до настоящего времени в рамках оптической модели не получено количественного описания малых значений в области между $3s$ - и $4s$ -резонансами ($A \approx 100$). В недавней работе Мурадяна и др. /18/ показано, что для объяснения величины S_0 при $A \approx 100$ следует использовать предположение о влиянии входных состояний.

Состояние экспериментальных данных по S_0 в настоящее время показано на рис. 3. Теоретические кривые на этом рисунке - расчет Бака и Пери /19/ по вибрационно-ротационной модели (сплошная кривая - сферический потенциал). Видно, что расчет с учетом деформации удовлетворительно описывает экспериментальные данные, кроме области $A \approx 100$. Результаты настоящей работы, изображенные на рисунке черными точками, не противоречат теоретическому расчету /19/ с учетом деформации.

В пятой главе рассмотрено также состояние вопроса о спиновой зависимости. Усилиями многих лабораторий в настоящее время для ряда ядер определены силовые функции для двух спиновых состояний. В некоторых случаях значения $S_0^+(J_1=I+1/2)$ и $S_0^-(J_2=I-1/2)$ оказались заметно различающимися. Наиболее убедительными примерами такого различия в работах /20+22/, считались ядра ^{297}Au , ^{77}Se , ^{75}As , ^{69}Ga . В связи с этим в ряде работ обсуждался вопрос о возможной спиновой зависи-

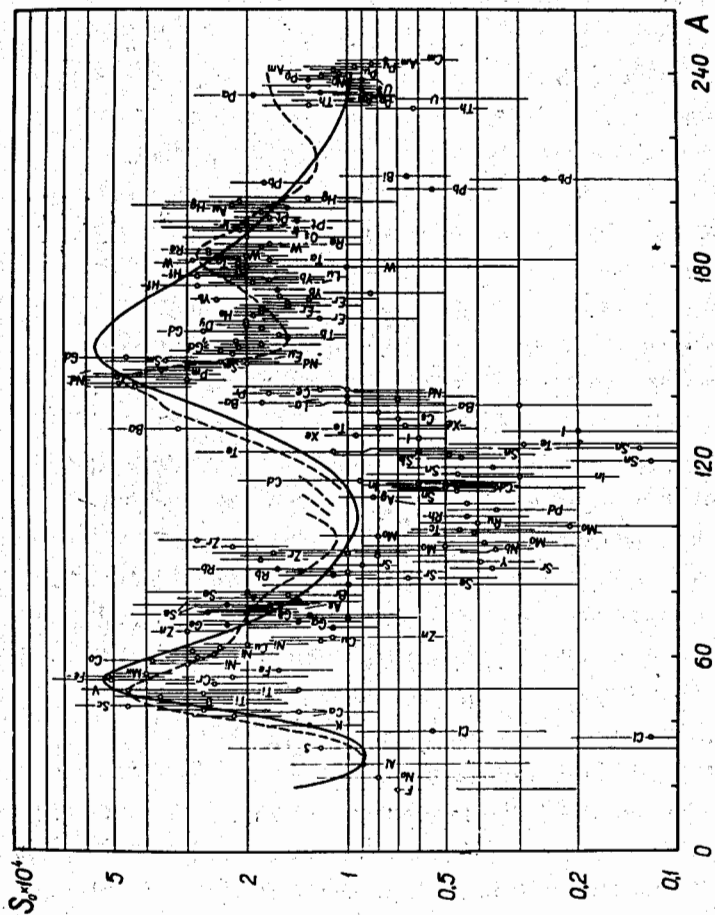


Рис.3. Силовая функция S_0 для s -нейтронов. Черные точки - данные для исследованных ядер. Кривые на графике - расчет Бака и Пери /19/ со сферическим потенциалом (сплошная линия) и по вибраторно-ротационной модели (пунктирная линия).

мости S_0 . Количественные теоретические оценки возможного различия S_0^+ и S_0^- не сделаны. Поэтому особенно полезно накопление и уточнение экспериментальных данных.

Среди исследованных в данной работе ядер были изотопы с нечетным A (^{75}Se , ^{69}Ga , ^{71}Ga), для которых совместные измерения пропускания и радиационного захвата позволили получить спины ряда уровней. Благодаря этому были определены значения $S_0(J)$ для обоих спиновых состояний (см. табл.2). Для ^{75}Se значения $S_0(J)$, найденные в энергетическом интервале до 4 кэв, т.е. более чем в два раза превышающем исследованный ранее, изменили заключение о различии $S_0(J_1)$ и $S_0(J_2)$ у ^{75}Se , сделанное в работе /21/. Для ^{69}Ga это различие также не подтвердилось, но в данном случае из-за того, что для двух уровней найденные значения спинов противоречили результатам Сакле /22/.

6. Содержанием шестой главы является статистический анализ спиновой зависимости нейтронных силовых функций ядер.

Ранее (например, в работе /20/) в качестве критерия для оценки надежности различия силовых функций для двух спиновых состояний использовалась вероятность случайных отклонений, которые могли бы привести к наблюдавшимся у данного ядра различиям между $S_0(J_1)$ и $S_0(J_2)$ при условии равенства истинных значений $S_0(J_1)$ и $S_0(J_2)$. В нашей работе для анализа спиновой зависимости S_0 предложен новый метод, основанный на одновременном рассмотрении данных для всех ядер. С целью проведения такого анализа было выведено распределение разности $a = \{S_0(J_1) - S_0(J_2)\} / \langle S_0 \rangle$. Такое распределение было получено на основе простого аналитического выражения (6) для плотности вероятности S_0 . Полученное распределение разности, выраженной в единицах средней абсолютной ошибки, в предположении равенства $\langle S_0(J_1) \rangle = \langle S_0(J_2) \rangle = \langle S_0 \rangle$ имеет вид:

$$\frac{dW(a/\bar{\sigma}, n^+, n^-)}{d(a/\bar{\sigma})} = \frac{1}{\bar{\sigma}} \int_0^{\infty} f(a+z, n^+) f(z, n^-) dz, \quad (7)$$

где $\bar{\sigma} = (\sigma^+ + \sigma^-) / 2$, а значками "+" и "-" помечены величины, относящиеся к системам уровней с $J_1 = I + 1/2$ и $J_2 = I - 1/2$ соответственно.

При использовании в качестве переменной $a/\bar{\sigma}$ можно пренебречь слабой зависимостью формы распределения от n^+ и n^- и сопоставлять его с экспериментальными данными, пронормированными аналогичным образом.

Для анализа были отобраны те ядра, у которых идентифицировано не менее 9 спинов (причем не менее трех на одно спиновое состояние). На рис. 4 представлена гистограмма для 28 ядер, показывающая число ядер N , приходящихся на интервал $a/\bar{\sigma} = 0,5$. На этом же рисунке приведена соответствующая теоретическая кривая $dW(a/\bar{\sigma})/d(a/\bar{\sigma})$, нормированная на полное число ядер. Как видно из рис. 4, совокупность всех данных по $S_0(J)$ не противоречит гипотезе о равенстве $\langle S_0(J_1) \rangle = \langle S_0(J_2) \rangle$. Имеющиеся для некоторых ядер заметные различия не выходят за пределы статистических флуктуаций.

7. В последней (седьмой) главе проведен анализ полных радиационных ширин нейтронных резонансов ядер.

Наличие обширного экспериментального материала позволило провести сравнение его с теорией, а также выявить эмпирическую зависимость Γ_γ от таких параметров, как массовое число A , энергия связи нейтрона E_b (или эффективная энергия возбуждения U_b), плотность уровней и т.д.

Показано, что полученные в различных теоретических подходах формулы для полной радиационной ширины Γ_γ /23-25/ можно привести к выражениям вида:

$$\Gamma_\gamma^p = K A^B U_b^\gamma a^\delta \quad \text{или} \quad \Gamma_\gamma^p = K A^B E_b^\gamma T^\delta, \quad (8)$$

где ядерная температура $T = \text{const}$ и a являются параметрами известных формул для плотности уровней. При получении выражений (8) спиновая зависимость плотности уровней не учитывалась. В таком представлении разным теоретическим подходам

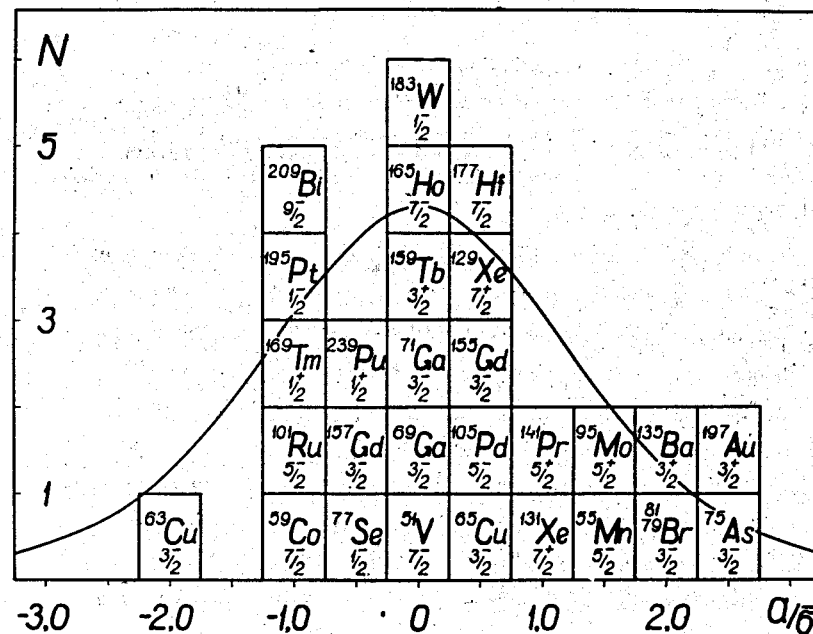


Рис.4. Гистограмма разностей силовых функций для двух спиновых состояний, выраженных в единицах средней абсолютной ошибки. Плавная кривая - соответствующее теоретическое распределение.

соответствуют свои значения β , γ , δ и нормировочной константы K .

Была разработана программа для ЭВМ, позволяющая по методу наименьших квадратов (МНК) находить лучшие значения K , β , γ , δ в выражениях вида (8).

Для широкого круга ядер (свыше 100) были собраны экспериментальные значения параметров, входящих в формулы (8). Расчеты по МНК показали, что согласие экспериментальных данных с формулой Вайскопфа /23/ лучше, чем с формулой Аксела /24/, однако экспериментальные точки заметно лучше описываются эмпирическим выражением

$$\Gamma_{\gamma}^p = 8,7 A^{-0,9} U_b^{0,9} a^{-0,6}, \quad (9)$$

где Γ_{γ}^p - в эв, U_b - в Мэв, a - в Мэв⁻¹.

Характер расхождений иллюстрирует рис. 5 (а, в, с), где результаты расчета представлены в виде отношения $\Gamma_{\gamma}^p / \Gamma_{\gamma}^{\text{эксперим.}}$. Рисунки а, в и с отвечают формулам Аксела, Вайскопфа и эмпирической зависимости (9).

Полученное соотношение, естественно, не учитывает индивидуальные особенностей ядер, однако согласие радиационных ширин, рассчитанных по формуле (9), с экспериментальными значениями $\Gamma_{\gamma}^{\text{эксперим.}}$, получается удовлетворительным; из 108 рассмотренных ядер, лежащих в интервале массовых чисел от 60 до 247, для 78 различие между Γ_{γ}^p и $\Gamma_{\gamma}^{\text{эксперим.}}$ не превышает 25%, а расхождение свыше 50% наблюдается только для четырех ядер.

При рассмотрении расположения точек на рис. 5 было замечено, что для ядер с большим спином мишени точки находятся систематически выше остальных. Этот эффект был учтен в эмпирической формуле членом вида $(1 - C \cdot I^2)$. В результате подбора по МНК значений C и K в формуле с таким членом было получено выражение:

$$\Gamma_{\gamma}^p = 9,0 A^{-0,9} U_b^{0,9} a^{-0,6} (1 - 0,01 \cdot I^2). \quad (10)$$

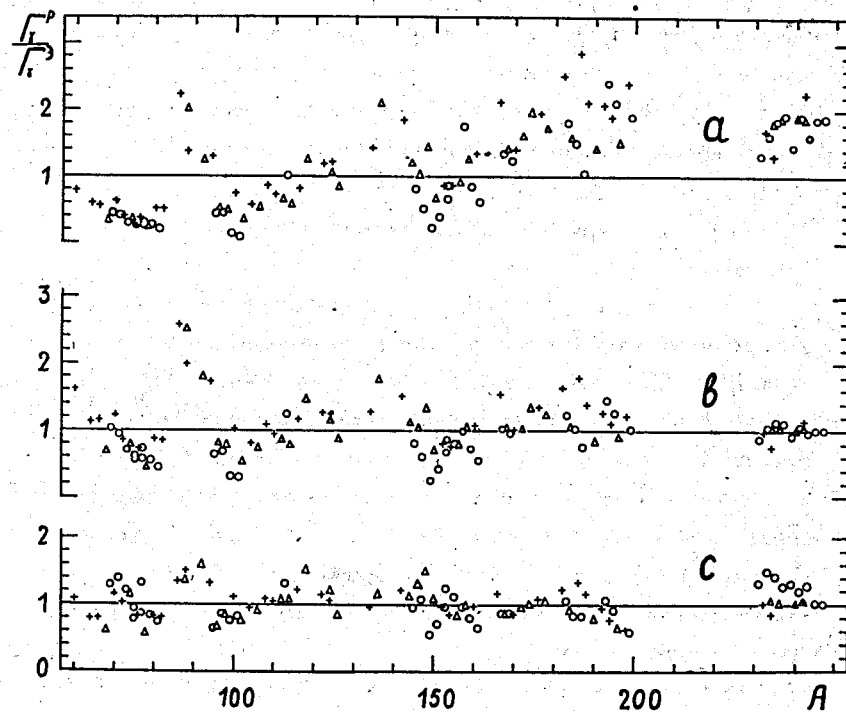


Рис.5. Отношение $\Gamma_{\gamma}^p / \Gamma_{\gamma}^{\text{эксперим.}}$ расчетных и экспериментальных значений радиационных ширин.

а - $\Gamma_{\gamma}^p = 81 \cdot 10^{-6} A^{7/3} U_b^{2,2} a^{-2,8}$ (соотношение, аппроксимирующее формулу Аксела /26/);

б - $\Gamma_{\gamma}^p = 0,10 A^{2/3} U_b^{1,8} a^{-2,2}$ (соотношение, аппроксимирующее формулу Вайскопфа /23/);

с - $\Gamma_{\gamma}^p = 8,7 \cdot A^{-0,9} U_b^{0,91} a^{-0,57}$ (эмпирическая зависимость).

+ - нечетно (Z) - нечетные (N),

\Delta - ч-ч,

o - ч-н компаунд-ядра.

Предпринята попытка объяснить этот эффект спиновой зависимостью плотности уровней, не учтенной в выражениях (8). Такой расчет приводит к намного меньшему эффекту, чем следует из формулы (10), однако знак зависимости может быть объяснен.

На рис. 6 приведены экспериментальные значения $\Gamma_\gamma^{\text{э}}$ вместе с рассчитанными по формуле (10). Видно, что эмпирическая формула довольно хорошо передает общий ход зависимости Γ_γ от A , включая такие нерегулярности в ходе, как заметные провалы в районе массовых чисел $A = 100$ и 150 .

8. В заключении в качестве основных результатов отмечены следующие:

1) Проведены измерения с 14 изотопами четырех элементов. В результате обработки найдены параметры ≈ 300 резонансов: во всех случаях найдены изотопная принадлежность, энергия и значение $g\Gamma_n$ уровня, в 89 резонансах найдены полные радиационные ширины, определены спины 37 уровней.

2) Для всех 14 ядер определены средние параметры: радиационные ширины, средние расстояния \bar{D} между s -резонансами (и параметр плотности α), нейтронные силовые функции. Проведено сравнение полученных данных с результатами других авторов и с теорией.

3) Благодаря спиновой идентификации большинства сильных уровней ^{77}Se , ^{69}Ga , ^{71}Ga удалось получить силовые функции $S_0(J)$ для двух спиновых состояний. Эти результаты позволили изменить сделанный ранее на более бедном материале авторами работ [20-22] вывод о различии $S_0(J)$ для двух спиновых состояний у ^{77}Se и ^{69}Ga .

4) Предложен аналитический вид распределения для среднего расстояния \bar{D} с учетом корреляции соседних промежутков между уровнями.

5) Предложено простое аналитическое выражение для распределения силовой функции, определяемой как $S_0 = \sum \Gamma_n^0 / \Delta E$.

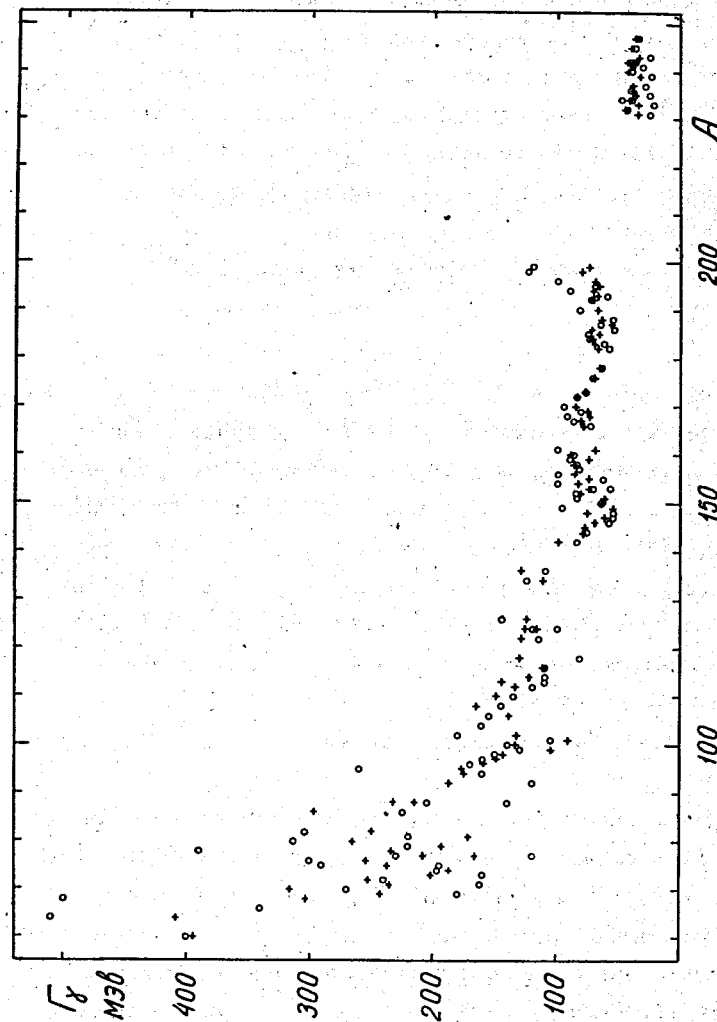


Рис. 6. Экспериментальные и расчетные значения радиационных ширин в зависимости от массового числа A . \circ - экспериментальные $\Gamma_\gamma^{\text{э}}$; $+$ - расчет по эмпирической формуле (10).

6) Для анализа спиновой зависимости S_0 предложен новый метод, основанный на одновременном рассмотрении данных для многих ядер. Выведено распределение разности силовых функций для двух спиновых состояний ядра. Проведен статистический анализ спиновой зависимости силовых функций ядер. Показано, что наблюдаемые различия $S_0(J=I+1/2)$ и $S_0(J=I-1/2)$ не выходят за пределы возможных статистических флуктуаций.

7) Проведен анализ полных радиационных ширин. Экспериментальные данные для большого числа ядер с $A=60+247$ сопоставлены с теорией. Предложена эмпирическая зависимость для радиационных ширин.

Диссертация написана на основании работ /8-12,26,27/.

Л и т е р а т у р а

1. L.B. Pikelner, V.T. Rudenko. "Research Applic. of Nucl. Pulsed Systems", 1, 165 (IAEA, Vienna 1967).
2. И. Визи, Г.П. Жуков, Г.И. Забиякин и др. "Nuclear Electronics" 1, 27 (IAEA, Vienna 1962).
3. В.Н. Ефимов, И.И. Шелонцев. Препринт ОИЯИ Р-641 (1961); K.K. Seth and R.H. Tabony. Ann. Phys., 40, 183 (1966).
4. Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов, Ю.С. Язвницкий, В.Н. Ефимов, Н.Ю. Ширикова. ЯФ 5, 471 (1967).
5. Л.Б. Пикельнер, М.И. Пшитула, Ким Хи Сан и др. ПТЭ №2, 48 (1963).
6. Э.И. Шарапов. Автореферат диссертации ОИЯИ №2628, Дубна (1966).
7. Д. Зелигер, Н. Илиеску, Ким Хи Сан и др. ЖЭТФ, 45, 1294 (1963).
8. И.И. Шелонцев. Препринт ОИЯИ Б2-10-4090 (1968).
В.Н. Ефимов, Н.Ю. Ширикова. Препринт ОИЯИ Б2-10-4089 (1968).
9. Х. Малэцки, Л.Б. Пикельнер, И.М. Саламатин, Э.И. Шарапов. АЭ, 24, 173 (1968).
10. Х. Малэцки, Л.Б. Пикельнер, И.М. Саламатин, Э.И. Шарапов. ЯФ 9, 1119 (1969).

11. Х. Малэцки, Л.Б. Пикельнер, И.М. Саламатин, Э.И. Шарапов. Препринт ОИЯИ Р3-4152 (1968).
12. М.К. Гребенюк, П.Ш. Ковач, Х. Малэцки, И.М. Саламатин. Сообщение ОИЯИ Р3-4357 (1969).
13. J.B. Garg, J. Rajnwater, J.S. Petersen and W.W. Havens. Jr. Phys. Rev., 134, B985 (1964).
14. Ch. E. Porter. J. of Math. Phys., 4, 1039 (1963).
15. D.D. Slavinskas, T.J. Kennett. Nucl. Phys., 85, 641 (1966).
16. H.V. Muradyan, Yu.V. Adamchuk. Nucl. Phys., 68, 549 (1965).
17. Ю.Н. Шубин, А.В. Малышев, В.С. Ставинский. Конференция по ядерным данным, С№-23/106, Париж (1966).
18. Г.В. Мурадян, Ю.Г. Шепкин, Ю.В. Адамчук, М.А. Арутюнов. Доклад АСС-68/14 на англо-советском семинаре по ядерным константам для расчета реакторов, Дубна, июнь 1968.
19. В. Buck and F. Perey. Phys. Rev. Lett., 8, 444 (1962).
20. J. Julien. International Conf. on the Study of Nucl. Struct. with Neutrons. Antwerpen (1965).
21. J. Julien, C. Corge, V.D. Huynh et al. Phys. Lett., 3, 67 (1962).
22. J. Julien, G. Bianchi, C. Corge et al., Phys. Lett., 10, 86 (1964).
23. Дж. Блатт, В. Вайскопф. Теоретическая ядерная физика, ИИЛ, М., 1954.
24. P. Axel. Phys. Rev., 126, 671 (1962).
25. Р.Н. Куклин. ЯФ 7, 541 (1968).
26. Х. Малэцки, Л.Б. Пикельнер, И.М. Саламатин, Э.И. Шарапов. ЯФ 11, 111 (1970).
27. Х. Малэцки, Л.Б. Пикельнер, И.М. Саламатин, Э.И. Шарапов. Препринт ОИЯИ Р3-4929 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
4 марта 1970 года.