

ИССЛЕДОВАНИЯ p -ВОЛНОВОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ

Г.С.Самосват

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан обзор работ по угловой зависимости рассеяния нейтронов с энергиями ниже $\sim 0,3$ МэВ, выполненных в 1964—1993 гг. в ЛНФ им.И.М.Франка, значительная часть которых была инициирована Ф.Л.Шапиро. После короткого введения, посвященного Ф.Л.Шапиро, в семи разделах описываются результаты исследований с p -нейтронами по 1) оценке электрической поляризуемости нейтрона, 2) энергетической и массовой зависимости асимметрии рассеяния вперед-назад, 3) определению смесей спиновых каналов в p -резонансах, 4) первому наблюдению спин-орбитального расщепления $3p$ -максимума нейтронной силовой функции, 5) первому систематическому изучению радиусов p -рассеяния, 6) поискам эффекта однопионного обмена при p -рассеянии нейтронов нечетными ядрами, 7) идентификации отрицательных p -резонансов. В заключительном разделе говорится о перспективах дальнейших исследований.

The works on the angular dependence of neutron scattering at energy below ~ 0.3 MeV which have been carried out in 1964—1993 in Frank Laboratory of Neutron Physics (significant part of them have been initiated by F.L.Shapiro) are reviewed. After a short introduction dedicated to F.L.Shapiro, the results of investigations on 1) estimation of the neutron electric polarizability, 2) energy and mass dependence of forward-backward scattering asymmetry, 3) determination of spin channel mixtures in p -wave resonances, 4) the first observation of the spin-orbit splitting of neutron strength function $3p$ -maximum, 5) the first systematic research of p -wave scattering radii, 6) search for the effect of one-pion exchange at the p -wave neutron scattering by odd nuclei, 7) identification of the negative p -wave resonances are described in seven sections. The perspectives of further investigations are discussed in the final section.

ИССЛЕДОВАНИЯ p -ВОЛНОВОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ

Исследования p -взаимодействия нейтронов с ядрами, пожалуй, не входят в список наиболее выдающихся достижений Федора Львовича, отраженных в настоящем сборнике. Тем не менее, его идеи и влияние в течение многих лет были определяющими и в этой области нейтронной физики, где трудились его ученики и последователи.

Для систематического изучения p -взаимодействия лучше всего подходят нейтроны с энергиями от единиц до сотен кэВ. Эксперименты с такими нейтронами Ф.Л.Шапиро с сотрудниками проводил в ФИАН, измеряя сечения радиационного захвата на широко известном «свинцовом кубе» методом замедления нейтронов в свинце [1]. Они дали много новой информации о p -взаимодействии сначала в отдельных резонансах, а затем и в усредненных по резонансам сечениях.

В целом ряде элементов, в том числе важных конструкционных материалах, были обнаружены неизвестные ранее резонансы с очень малыми нейтронными ширинами, которые только по этому признаку были идентифицированы как p -волновые, что и подтвердилось в дальнейшем почти полностью. Среди них — «знаменитый» резонанс 1180 кэВ в ^{56}Fe , о четности которого велись продолжительные споры, закончившиеся первой прямой идентификацией p -резонанса по угловой зависимости рассеяния в работе [2].

Теоретический анализ усредненных сечений реакции (n, γ) показывал [3], что с ростом энергии нейтронов вклад s -захвата падает, а вклад p -захвата растет, и сечение определяется четырьмя параметрами — значениями радиационных $\bar{\Gamma}_\gamma/D_l$ и нейтронных $\bar{\Gamma}_n^{(l)}/D_l = S_l$ силовых функций для $l = 0$ и 1. Это позволило получить значительный набор величин S_l в районе массовых чисел вблизи $A = 90$, что, в свою очередь, позволило закрыть некоторые ранние «открытия» спин-орбитального расщепления $3p$ -максимума нейтронной силовой функции.

Ко времени окончания этих работ в ФИАН, вошедших в докторскую диссертацию Ф.Л.Шапиро и составивших там всего одну небольшую главу (см.[4]), в Дубне набрал полные обороты прекрасный источник килоэлектронвольтовых нейтронов — реактор ИБР, затем его модификация ИБР-30, с инжектором электронов и без инжектора. К этому же времени была разработана и теоретическая база [5,6] для новых работ с p -нейтронами, основанных на измерениях угловой зависимости упругого рассеяния.

Ниже в хронологическом порядке мы расскажем о разнообразных исследованиях p -взаимодействия нейтронов с ядрами, которые выполнялись в ЛНФ им.И.М.Франка ОИЯИ на протяжении 1964—1993 гг. Заметим, что практически все они уникальны.

1. ОЦЕНКА ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ НЕЙТРОНА

Хорошо известно, что у незаряженного макротела, содержащего в себе разноименные электрические заряды и помещенного в электрическое поле \mathbf{E} , возникает электрический дипольный момент $\mathbf{p} = \alpha\mathbf{E}$, т.е. тело поляризуется. Точно такая же идея была высказана одновременно и независимо

относительно нуклона, оказавшегося в электромагнитном поле фотона [7], и относительно нейтрона, попавшего в кулоновское поле тяжелого ядра [8]. Первые поиски поляризуемости нейтрона проводились путем рассеяния быстрых нейтронов ядрами на малые углы (см. книгу [9]). Было сделано много опытов, интерпретация некоторых из них приводила к величине поляризуемости нейтрона $\alpha_n \sim 10^{-40} \text{ см}^3$. Однако вскоре выяснилось, что это примерно в 100 раз больше как теоретических предсказаний, так и подобной величины для протона. И тут появилось предложение Талера [10] перевести опыты в килоэлектронвольтный диапазон энергий, в котором только начинает проявляться p -взаимодействие, и в разложении дифференциально-го сечения по полиномама Лежандра*

$$\sigma(\theta) = \sum_{i=0}^{\infty} B_i P_i(\cos \theta), \quad (1)$$

где θ — угол рассеяния, существенны только два-три первых члена. В отсутствие резонансов справедливо выражение:

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{k^2} (\sin^2 \delta_0 + 6 \sin \delta_0 \cdot \sin \delta_1 \cdot \cos(\delta_0 - \delta_1) \cdot \cos \theta + 6 \sin^2 \delta_1 P_2(\cos \theta)), \quad (2)$$

где k — волновое число нейтрона, а δ_0 и δ_1 — действительные сдвиги фаз s - и p -волн соответственно. При рассеянии на короткодействующем сферически-симметричном потенциале, каковым является ядерный потенциал, имеет место соотношение

$$\delta_l = \frac{(k\bar{R})^{2l+1}}{[(2l+1)!!]^2} C, \quad (3)$$

где константа $C \simeq 1$ зависит только от конкретной формы потенциала, а \bar{R} — его некоторый эффективный радиус. Если представить (2) в виде

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi} (1 + \omega_1 \cos \theta + \omega_2 P_2(\cos \theta)), \quad (4)$$

где $\sigma_s = 4\pi \sin^2 \delta_0 / k^2$ — интегральное сечение рассеяния, то для «визитной карточки» p -нейтронов — коэффициента асимметрии рассеяния вперед-назад получается:

$$\omega_1 = \frac{6 \sin \delta_1 \cdot \cos(\delta_0 - \delta_1)}{\sin \delta_0} \simeq \frac{6\delta_1}{\delta_0} \simeq \frac{2}{3} (k\bar{R})^2 = \frac{4m}{3\hbar^2} \bar{R}^2 E, \quad (5)$$

*Во всех формулах сечения и их параметры предполагаются выраженными в системе центра масс, а энергия E — в лабораторной системе, в связи с чем $k = 0,00021968A \sqrt{E}/(A+1) \text{ фм}^{-1}$, где E — в эВ.

(m — масса нейтрона, E — его энергия). Из равенств (5) видно, что при малых энергиях, когда $\delta_0, \delta_1 \ll 1$, асимметрия ядерного рассеяния растет линейно с энергией нейтрона.

Согласно гипотезе о поляризуемости нейтрона, при рассеянии его на ядре, имеющем заряд Ze , возникают дополнительные сдвиги фаз рассеянных волн за счет дополнительного взаимодействия индуцированного момента \mathbf{p} с кулоновским полем ядра \mathbf{E} :

$$V = -\frac{1}{2} \mathbf{p} \mathbf{E} = -\frac{1}{2} \alpha_n E^2 = -\frac{\alpha_n Z^2 e^2}{2r^4}. \quad (6)$$

Потенциал (6), по сравнению с ядерным, мал по абсолютной величине, но спадает с расстоянием нейтрон — ядро r медленнее, поэтому p -рассеяние на таком потенциале с уменьшением энергии должно затухать медленнее, чем на ядерной потенциальной яме. Рассчитанные в борновском приближении, фазовые добавки при малых k есть

$$\Delta\delta_0 = \frac{6}{5} \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2 \frac{\alpha_n m}{R_N} k \left(1 - \frac{5}{18} \pi k R_N + \frac{5}{21} (k R_N)^2 - \dots \right), \quad (7)$$

$$\Delta\delta_1 = \left(\frac{Ze}{\hbar} \right)^2 \frac{\alpha_n m}{R_N} k \left(\frac{\pi}{15} k R_N - \frac{2}{21} (k R_N)^2 + \dots \right), \quad (8)$$

где R_N — радиус равномерно заряженного шара, имитирующего электрическое поле ядра. Для тяжелых ядер можно положить $R_N = 1,20A^{1/3}$ фм [11]. Добавляя (7) и (8) к соответствующим сдвигам фаз согласно (3) и подставляя полученные суммы в первое из приближенных равенств (5), легко видеть, что асимметрия ω_1 приобретает при малых энергиях такую энергетическую зависимость

$$\omega_1 = aE - bE^{1/2}, \quad (9)$$

в которой a и b — положительные константы, причем

$$b = \frac{2\sqrt{2} \pi \alpha_n m^3/2 e^2 Z^2}{5\hbar^3 R} = 3,03 \cdot 10^{-7} \frac{\alpha_n Z^2}{R'_0} \text{ кэВ}^{-1/2}. \quad (10)$$

Знак минус перед b в (9) — следствие того, что δ_1 и δ_0 отрицательны, $\Delta\delta_1$ положительно, а $|\delta_0| > \Delta\delta_0$. Численное значение b в (10) относится к α_n , взятому в единицах 10^{-42} см^3 , и радиусу потенциального s -рассеяния R'_0 — в фм.

Соотношения (2)—(10) были использованы в уже упомянутой работе [10], автор которой анализировал экспериментальные значения коэффици-

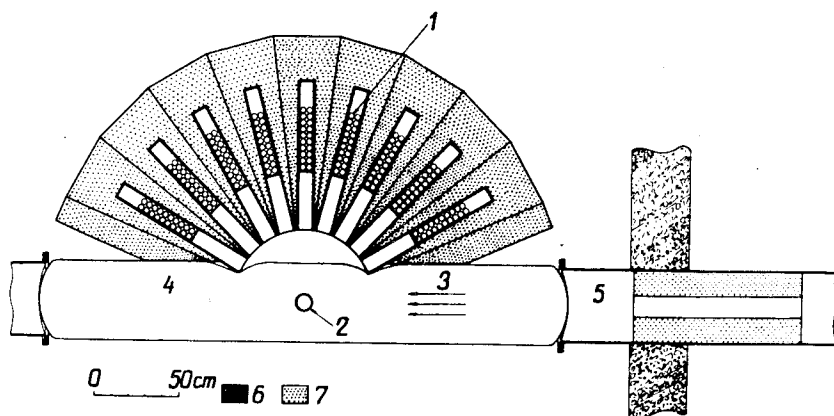


Рис.1. Горизонтальный разрез измерительной установки: 1 — детектор, 2 — образец, 3 — падающий пучок, 4 — атмосфера аргона, 5 — вакуумный нейтронпровод с коллиматором, 6 — B_4C , 7 — парафин с B_4C

ента ω_1 для урана в области $30 \div 300$ кэВ и нашел, что асимптота кривой (9), описывающей данные, если и не идет в начало координат, то пересекает ось абсцисс не далее чем в точке 20 кэВ. Отсюда он нашел предельное b и заключил, что

$$\alpha_n < 20 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3. \quad (11)$$

Первая попытка улучшить эту оценку была сделана в ЛНФ в 1964 г. [12]. С помощью перемещающегося по углу детектора рассеянных нейтронов (BF_3 -счетчики общим объемом ~ 3 л), установленного в 100 м от реактора ИБР, было получено 5 значений ω_1 с погрешностями 0,01—0,02 в интервале $0,5 \div 7,5$ кэВ для ядер Рв. Тем самым была продемонстрирована возможность экспериментировать с p -нейтронами и понизить предел (11) для поляризуемости, если расширить диапазон энергий нейтронов и повысить статистическую точность измерений ω_1 .

Примерно через год на пролетной базе 250 м была сооружена измерительная установка, схема которой показана на рис.1. Сколлимированный пучок нейтронов с поперечным сечением 12×22 см падает на полый свинцовый цилиндр высотой 20 см с внешним и внутренним диаметрами 10 и 8 см соответственно. Рассеянные нейтроны регистрируются девятью детекторами, установленными под углами от 30° до 150° относительно падающего пучка. Каждый детектор — батарея из 20 пропорциональных счетчиков

типа СНМО-5, наполненных газом BF_3 , который обогащен изотопом ^{10}B . Детекторы со всех сторон окружены слоем кадмия толщиной 1—2 мм и находятся в массивной защите из парафина и карбида бора. С обеих сторон от образца пучок нейтронов проходит в атмосфере аргона, который содержится в трубе диаметром 45 см из тонкого полиэтилена.

Учет фона осуществлялся чередованием измерений с образцом в пучке и вне пучка, что, как оказалось, было достаточно точным. Наблюдаемые угловые распределения подвергались тщательной коррекции. Исправлялись искажения, возникавшие в результате 1) изменения энергии нейтрона при рассеянии, 2) небольшого различия спектральных чувствительностей у разных детекторов, 3) значительной толщины рассеивателя и эффекта самоэкранировки и многократного рассеяния. Исправленные распределения при всех энергиях нормировались на одно и то же распределение при низкой средней энергии $E_0 = 0,25$ кэВ. Таким путем уменьшалось влияние всех поправок, различий детекторов, дрейфа аппаратуры, а сами распределения становились пропорциональными $\sigma(\theta)$ в системе центра масс. Результаты обрабатывались для 11 энергетических интервалов. Эффективная энергия каждого интервала находилась путем интегрирования по времени пролета с учетом функции разрешения (нейтронная вспышка — кривая Гаусса с полушириной 60 мкс), спектра нейтронов и энергетической чувствительности детекторов. Из полученных угловых зависимостей рассеяния методом наименьших квадратов находились параметры анизотропии ω_1 и ω_2 , фигурирующие в формуле (4).

Далее, с учетом нормировки на энергию E_0 , к полученным значениям ω_1 вместо (9) подгонялась формула

$$\omega_1 = a(E - E_0) - b(E^{1/2} - E_0^{1/2}),$$

что привело к коэффициентам $a = (1,91 \pm 0,42) \cdot 10^{-3}$ кэВ $^{-1}$, $b = (0,07 \pm 1,96) \cdot 10^{-3}$ кэВ $^{-1/2}$ и, согласно (10) при $R_0' = 9,5$ фм, к величине поляризуемости

$$\alpha_n = (0,3 \pm 9,2) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3.$$

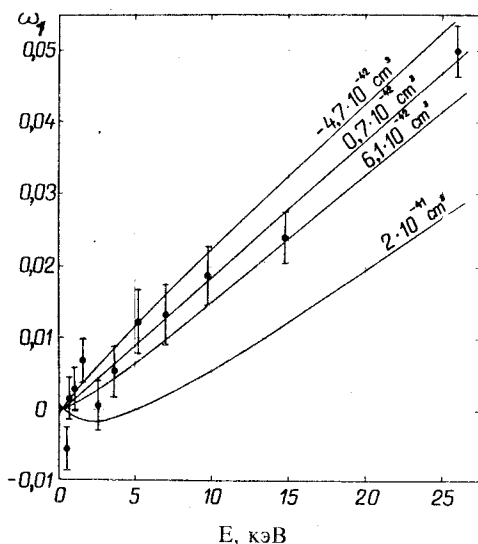
Более точная оценка получается при совместной обработке с данными для ω_1 свинца из [13]. Добавление шести точек ω_1 при $E = 50 - 160$ кэВ дало: $a = (1,92 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$ кэВ $^{-1}$, $b = (0,15 \pm 1,16) \cdot 10^{-3}$ кэВ $^{-1/2}$ и

$$\alpha_n = (0,7 \pm 5,4) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3. \quad (12)$$

Рис.2. Экспериментальные значения ω_1 для свинца [14]. Кривые рассчитаны при $a = 1,92 \cdot 10^{-3} \text{ кэВ}^{-1}$ и указанных значениях α_n

Рисунок 2 иллюстрирует этот результат, там же показана кривая $\omega_1(E)$, соответствующая пределу (11) из работы [10].

Оценка (12), опубликованная в работе [14], оставалась рекордной вплоть до 1988 г., когда использование прецизионных измерений полного нейтронного сечения позволило экспериментаторам выйти на уровень точности α_n порядка $1 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$.



2. МАССОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АСИММЕТРИИ РАССЕЯНИЯ

В течение последующих примерно трех лет на той же установке (см. рис.1) были выполнены примерно те же измерения, что и с Pb, еще с десятью элементами Sr, Mo, Rh, Cd, Sn, Sb, Te, J, La, Th. Цель этих исследований — выяснить поведение ω_1 , т.е. относительного вклада p -нейтронов в рассеяние, в зависимости от энергии нейтронов E и массы ядра A . Было два отличия у этих измерений от прежних. Во-первых, не требовалась столь высокая точность ω_1 , как в случае со свинцом, и это облегчало задачу. Во-вторых, в изучаемой области энергий у всех ядер, кроме Pb, много резонансов, и это осложняло задачу: влияние их на измеряемые ω_1 предстояло выяснить.

Все образцы были естественного изотопного состава весом от 1,8 до 6,6 кг и имели форму либо полого или сплошного цилиндра, либо плоского слоя. В последнем случае образец устанавливался под углом к пучку, совпадающим с углом одного из детекторов, счет которого при обработке не учитывался из-за сильных искажений.

Измеренные величины ω_1 (в с.д.м.) как функции энергии нейтронов (в л.с.) представлены на рис.3. Видно, что они имеют тенденцию линейно возрастать с энергией у всех элементов, кроме La и, возможно, Sr. Как выяснилось позднее, «аномалия» с лантаном есть следствие трех обстоя-

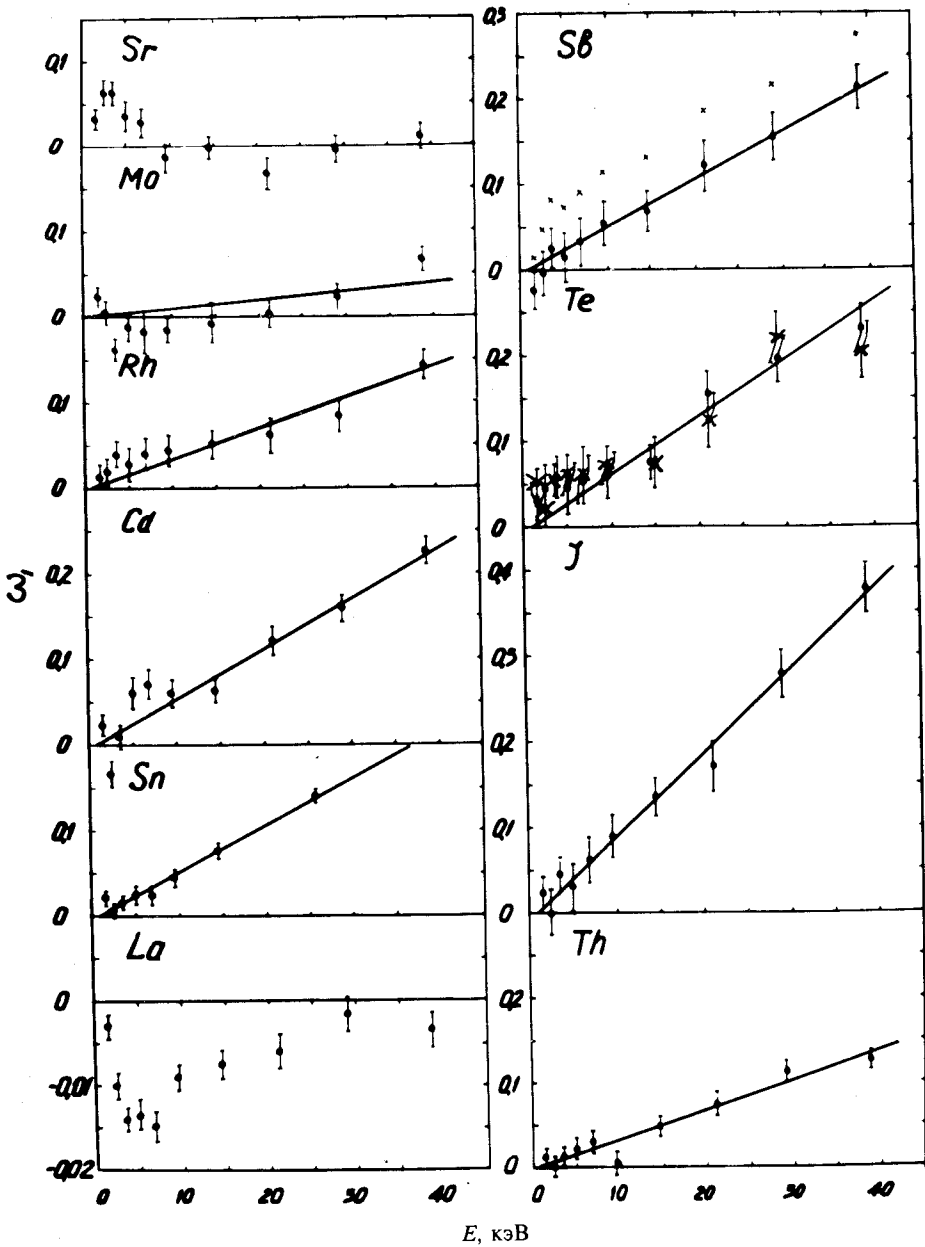


Рис.3. Экспериментальные значения ω_1 [15,16]. Кресты для Sb — значения ω_1 , не исправленные на эффект самоэкранировки в толстом образце, а для Te — результат измерений с фильтром

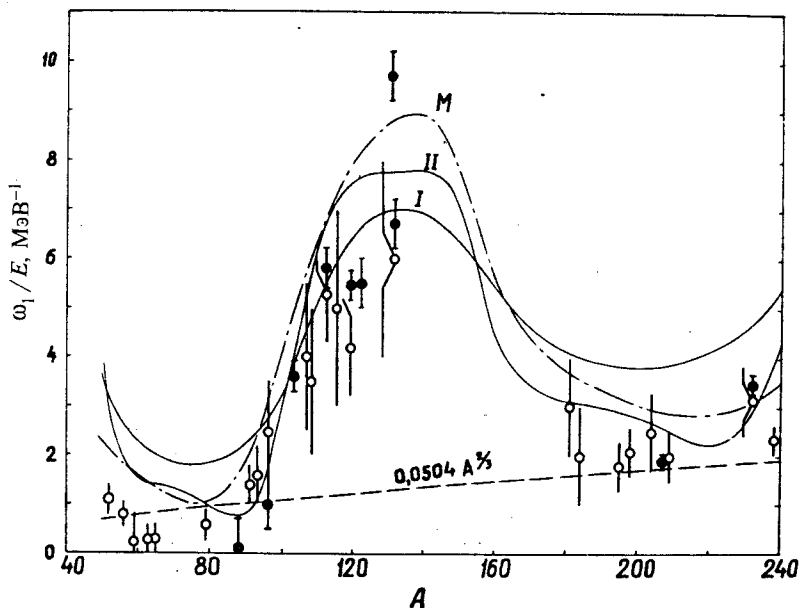


Рис.4. Значения ω_1/E как функция массы ядра. Кривые — расчеты по оптической модели

тельств: присутствия в металле нескольких атомных процентов водорода, значительного непостоянства интегрального сечения лантана и нормировки всех угловых распределений на распределение при $E_0 \approx 0,8$ кэВ. Пропорциональность ω_1 энергии E для всех образцов, кроме La и Sr, демонстрируется на рисунке подогнанными прямыми, проходящими через энергию E_0 . Можно считать, что скорость возрастания ω_1 с ростом E , характеризующаяся производной $d\omega_1/dE$, для большинства ядер — константа, равная ω_1/E . Экспериментальные значения ее приведены на рис.4 в зависимости от массового числа A (темные кружки). Там же светлыми кружками показаны оценки ω_1/E из данных при $E > 30 + 60$ кэВ, собранных в [13].

Наиболее грубая оценка зависимости ω_1/E от A может быть получена из последнего приближенного равенства (5), если в качестве эффективного радиуса потенциальной ямы взять, скажем, $\bar{R} = 1,25A^{1/3}$ фм. Тогда $\omega_1/E = 0,0504 A^{2/3} \text{MeV}^{-1}$, что и изображено на рис.4 штриховой линией. Видно, что эта оценка столь же мало состоятельна, как, например, оценка константой 10^{-4} нейтронных силовых функций в модели «черного» ядра.

Очевидно, что здесь мы имеем дело с комбинацией «резонансов размера» для s - и p -рассеяний и для более адекватного описания требуется модель «полупрозрачного» ядра.

Для корректного сравнения с оптической моделью необходимо выполнение, как минимум, двух условий: хорошее усреднение по состояниям составного ядра и возможность получения сравниваемой величины из матрицы рассеяния, вычисляемой в модели. В нашем случае первое условие хорошо выполняется при $E \geq 10$ кэВ, так как ширина функции энергетического разрешения при этих энергиях во много раз больше межрезонансных расстояний всех исследованных ядер, кроме Pb. Выполнение второго условия подробно обосновано в работах [15,16], и при сопоставлении экспериментальных значений ω_1 с рассчитываемыми из оптической модели нет необходимости прибегать к учету вклада в ω_1 со стороны резонансов составного ядра.

Путем усреднения брейт-вигнеровских выражений, записанных для дифференциального сечения (см. [15,17]) по энергии, было показано, что s -резонансы уменьшают, а p -резонансы увеличивают «потенциальную» асимметрию ω_1 , и величина этих изменений выражается через известные сечения и силовые функции. Так, наиболее существенное уменьшение ω_1 (примерно на 30%) при $E = 40$ кэВ должно бы иметь место для Te, однако этого не было, что видно на рис.3. Там крестиками, вполне совпадающими с темными кружками, показаны результаты измерения с установкой в пучок теллурического фильтра толщиной 0,045 ядер/б, который значительно обедняет пучок резонансными нейтронами. Таким образом, эффект блокировки резонансов в самих толстых рассеивателях позволил не прибегать к поправкам на резонансы и сравнивать расчеты по оптической модели непосредственно с наблюдаемыми ω_1 .

Расчеты производились со сферическим потенциалом стандартной формы, наилучшие значения параметров которого находились методом наименьших квадратов. Кроме величин ω_1/E в подгонке участвовали примерно по два десятка «типичных» экспериментальных значений силовой функции S_0 , радиуса потенциального рассеяния R_0' и полного сечения σ_T при $E = 40$ кэВ. Вид потенциала, полученные наборы параметров и другие подробности можно найти в работах [15,16]. Мы приводим здесь только выражение константы ω_1/E через элементы матрицы оптического рассеяния η_{lj} :

$$\frac{\omega_1}{E} = \frac{2}{E} \frac{\left(\operatorname{Re} \eta_{0\frac{1}{2}} - 1 \right) \left(2 \operatorname{Re} \eta_{1\frac{3}{2}} + \operatorname{Re} \eta_{1\frac{1}{2}} - 3 \right) + \operatorname{Im} \eta_{0\frac{1}{2}} \left(2 \operatorname{Im} \eta_{1\frac{3}{2}} + \operatorname{Im} \eta_{1\frac{1}{2}} \right)}{\left(\operatorname{Re} \eta_{0\frac{1}{2}} - 1 \right)^2 + \left(\operatorname{Im} \eta_{0\frac{1}{2}} \right)^2},$$

где $j = l \pm 1/2$ — полный угловой момент нейтрона; вкладом парциальных волн с $l > 1$, а также членами, содержащими $\eta_{\frac{3}{2}} - \eta_{\frac{1}{2}}$, здесь пренебрегли.

Результаты расчетов показаны на рис.4 тремя кривыми, помеченными I, II и M и соответствующими трем разным наборам численных значений семи или восьми параметров потенциала. Набор параметров I был получен, когда в ЭВМ вводились только значения S_0 , R'_0 и σ_t . На первых этапах подгонки варьировалось до пяти параметров одновременно и постепенно число их было уменьшено до одного. Набор II был получен, когда использовалась только информация об ω_1/E , а значения параметров из набора I были применены в качестве начальных значений. Параметры варьировались по одному в той последовательности, в которой происходит рост их влияния на величину ω_1/E . Наконец, набор M — это потенциал Молдауэра из работы [18], подогнанный к данным по S_0 , σ_t и $\sigma(\theta)$ при энергиях $0,4 \pm 1$ МэВ в диапазоне масс от 40 до 150. Потенциал II, естественно, лучше других передает основные особенности поведения ω_1/E в зависимости от массы ядра, а глобально все три потенциала, судя по значениям χ^2 , описывают всю совокупность данных примерно с одинаковым успехом.

Таким образом, для данных по асимметрии рассеяния килоэлектронвольтовых нейтронов оптическая модель дает описание того же характера, что и для других данных по взаимодействию нейтронов с ядрами.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СМЕСЕЙ СПИНОВЫХ КАНАЛОВ

Инициатором описываемых ниже исследований был Ф.Л.Шапиро, который в своей лекции [6] не только предложил идею экспериментов, но и убедительно обосновал свое предсказание их результатов.

Согласно правилам сложения угловых моментов p -резонансы на ядрах-мишенях со спином $I \neq 0$, имеющие полный спин $J = I \pm 1/2 > 0$, образуются по двум разным путям или каналам:

$$\mathbf{J} = \mathbf{I} + \frac{1}{2} + \mathbf{1} = \begin{cases} \left. \begin{matrix} I + 1/2 + 0 \\ I - 1/2 + 1 \end{matrix} \right\} = I + 1/2 \\ \left. \begin{matrix} I + 1/2 - 1 \\ I - 1/2 + 0 \end{matrix} \right\} = I - 1/2, \end{cases} \quad (13)$$

характеризующимся спином канала $s = I + 1/2$ или $I - 1/2$. В соответствии с этим и нейтронные ширины таких резонансов содержат по две компоненты:

$$\Gamma_n = \Gamma_{n+} + \Gamma_{n-} = (1 - \beta)\Gamma_n + \beta\Gamma_n, \quad \beta = \Gamma_{n-} / \Gamma_n, \quad (14)$$

здесь β мы называем параметром смеси каналов*.

Естественно, возникает вопрос, флуктуируют ли Γ_{n+} и Γ_{n-} от резонанса к резонансу независимо или они скоррелированы. Ф.Л.Шапиро отвечал на этот вопрос следующим образом [6]: «Амплитуда нейтронной ширины пропорциональна некоторому интегралу перекрытия волновой функции данного резонансного состояния составного ядра Ψ_λ и волновой функции системы нейтрон + исходное ядро ϕ_s :

$$\gamma_s \sim \int \Psi_\lambda \phi_s d\tau.$$

Волновые функции, отвечающие одному значению спина и четности, но разным значениям энергии, ортогональны друг другу. Следовательно, тысячи функций Ψ_λ для различных резонансов λ ортогональны друг другу.

Это означает, что Ψ_λ очень сложные функции, настолько сложные, что интеграл перекрытия с любой функцией ϕ очень мал и случайным образом колеблется вокруг нуля при переходе от резонанса к резонансу. Функции ϕ_{s_1} и ϕ_{s_2} для двух спинов канала ортогональны друг другу, т.е.

достаточно сильно отличаются одна от другой. Поэтому нет никаких оснований ожидать, что их интегралы перекрытия с Ψ_λ будут коррелированы. Напротив, следует ожидать, что γ_{s_1} и γ_{s_2} будут независимо друг

от друга флуктуировать вокруг нулевого значения». Детальный теоретический анализ корреляций между каналами был сделан Лейном [19]. Он показал, что в условиях применимости «стандартной» статистической модели корреляций между любыми парами каналов быть не должно.

Если приведенные ширины $\Gamma_{n+}^{(1)}$ и $\Gamma_{n-}^{(1)}$ флуктуируют независимо в соответствии с распределением Портера—Томаса, то для распределения параметра β можно получить выражение

$$P(\beta)d\beta = \frac{\sqrt{x}}{\beta + x(1 - \beta)} \frac{d\beta}{\pi \sqrt{\beta(1 - \beta)}}, \quad (15)$$

*В записи ширин (14) и схемы сложения моментов (13) использовано представление спина канала. Очень часто пользуются представлением полного момента нейтрона $\mathbf{j} = \mathbf{1} + \mathbf{1}/2$, и тогда говорят о смеси p -нейтронных каналов с $j = 1/2$ и $3/2$ (см., например, [22]).

где $x = \langle \Gamma_{n-}^{(1)} \rangle / \langle \Gamma_{n+}^{(1)} \rangle$, откуда следует, что среднее $\langle \beta \rangle = \sqrt{x} / (1 + \sqrt{x})$. При равенстве средних приведенных ширин в обоих каналах ($x = 1$) среднее $\langle \beta \rangle = 0,5$, и распределение симметрично относительно $\beta = 0,5$. Лишь различие средних $\langle \Gamma_{n+} \rangle$ и $\langle \Gamma_{n-} \rangle$ в 10 раз смещает $\langle \beta \rangle$ к 0,76 или 0,24. Характерная особенность распределения (15) — сосредоточение значений β вблизи 0 или 1 ($P(\beta) \rightarrow \infty$ при $\beta \rightarrow 0$ и 1) при любом конечном отношении средних ширин $x > 0$.

Для раздельного определения парциальных ширин Γ_{n+} и Γ_{n-} необходимо измерять в резонансе угловую зависимость рассеянных нейтронов [6,20] или γ -квантов радиационного захвата [21,22], либо работать с поляризованными нейтронами и (или) ядрами [6,22,23]. Первый метод до исследований в ЛНФ был опробован лишь однажды [20] и практически не дал информации о спиновых каналах, а второй и третий методы дали лишь результаты для единичных резонансов, ничего не говорящие о распределении β .

Как показано в работе [24], параметр β может быть определен путем измерения при разных углах рассеяния площади p -резонанса под кривой рассеяния. Эта площадь имеет зависимость*

$$B(\theta) = B_0[1 + \omega_2 P_2(\cos \theta)], \quad (16)$$

где для исследовавшихся ядер со спином $I = 1/2$ коэффициент анизотропии принимает значения, зависящие от спина резонанса:

$$\omega_2 = \begin{cases} 0 & \text{для } J = 0, \\ \frac{1}{2}(3\beta - 1)^2 & \text{для } J = 1, \\ 7/10 & \text{для } J = 2. \end{cases} \quad (17)$$

Таким образом, отличие измеренного ω_2 от 0 и 0,7 однозначно определяет спин резонанса $J = 1$ и не вполне однозначно — смесь его спиновых каналов β . Связь β с ω_2 показана на рис.5.

Эксперименты по исследованию спиновых каналов, как и все другие, описываемые ниже, проводились уже на ИБР-30, работающем в бустерном режиме и дающем нейтронные импульсы с полушириной около 4,5 мкс и частотой 100 Гц. На 250-метровой пролетной базе использовалась установка, схема которой показана на рис.6. Главная часть установки — детектор

*Здесь опущено слагаемое $\omega_1 \cos \theta$, происходящее от второго члена разложения (1), описывающего интерференцию p -резонансного рассеяния с z -потенциальным. Главная часть этого члена — нечетная функция относительно резонансной энергии, которая при интегрировании в симметричных пределах дает нуль.

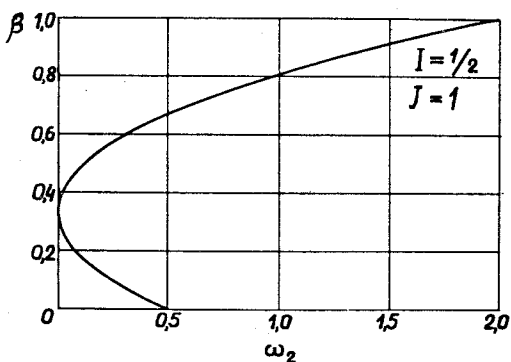
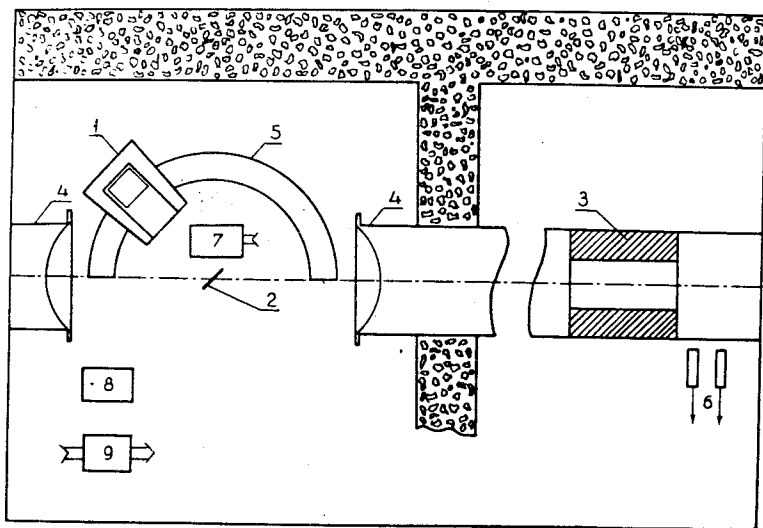


Рис.5. Зависимость β от ω_2 для $I = 1/2, J = 1$

Рис.6. Схема установки на базе 250 м: 1 — детектор к защите, 2 — образец, 3 — коллиматор, 4 — вакуумный нейтроновод, 5 — неподвижная платформа детектора, 6 — мониторные счетчики, 7 — электромеханический привод для перемещения детектора и образца, 8 — детекторная электроника, 9 — блок управления приводом



рассеянных нейтронов — представляла собой батарею ^3He -счетчиков, имеющих давление газа около 10 атм с общим рабочим объемом ~ 8 л. Доступный диапазон углов $\sim 35^\circ \div 145^\circ$ с максимальной неопределенностью $\pm 10^\circ$, телесный угол: $\Omega/4\pi \simeq 6 \cdot 10^{-3}$. Спектральная эффективность детектора примерно такова (E в эВ):

$$\epsilon(E) = \begin{cases} 1 - e^{-2,6\sqrt{E}} & \text{при } E < 50 \text{ эВ,} \\ 1,12E^{-0,33} & \text{при } E > 50 \text{ эВ.} \end{cases}$$

Для определения ω_2 из уравнения (16) нужно измерить площадь резонанса при двух углах. Практически детектор устанавливался под углом 90°

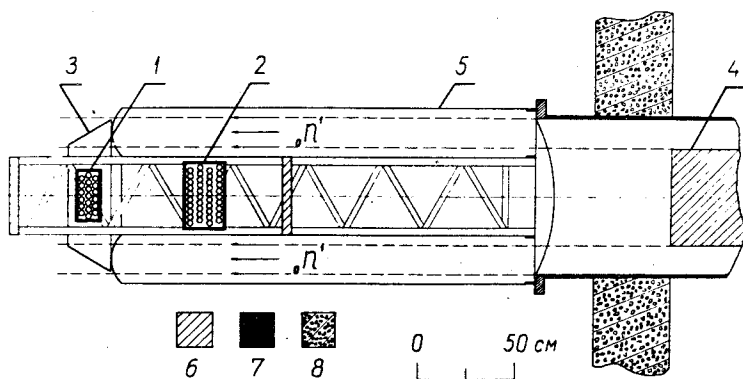


Рис.7. Схема установки на базе 1000 м: 1 — детектор 90° , 2 — детектор 150° , 3 — образец, 4 — коллиматор, 5 — полиэтиленовый мешок, 6 — парафин с V_4C , 7 — V_4C , 8 — бетон

и близким к 35° или 145° , а плоский образец — перпендикулярно биссектрисе угла между парой выбранных направлений рассеяния.

На 1000-метровой пролетной базе использовалась другая установка, устройство которой поясняется на рис.7. Пучок нейтронов, имеющий в сечении форму кольца с диаметрами 80 и 60 см, проходил в атмосфере аргона и рассеивался кольцевым образцом конической формы. Нейтроны, рассеянные на углы около 90° и 150° , регистрировались двумя батареями ^3He -счетчиков.

Было выполнено три опыта: сначала два на базе 250 м, затем один на базе 1000 м. Первый опыт делался с образцами металлического иттрия размером 20×19 см и массой 284 и 554 г. Пример спектров рассеянных нейтронов показан на рис.8; они нормированы по мониторам, но для удобства раздвинуты на 500 отсчетов. Кривые — результат подгонки гладкой подложкой и пиками стандартной формы. Стрелки показывают положение (в кэВ) известных резонансов (светлые — s -резонансов, темные — p -резонансов); длины стрелок пропорциональны расчетным площадям резонансов B_0 в (16). Результат этого исследования [24] — три или четыре смеси спиновых каналов и все примерно с одинаковыми $\beta \approx 0,8$.

Второй опыт был поставлен с ядрами фтора на образцах фторопласта толщиной 0,6 и 1 мм. Чтобы облегчить отделение резонансов от подложки, дополнительно применялся метод самоиндексации, т.е. для каждого из углов 37° , 87° и 140° проводилось дополнительное измерение с фторопластовым фильтром толщиной 2,4 мм в пучке. Одна из пар спектров без фильтра (темные кружки) и с фильтром (светлые кружки) изображена в верхней

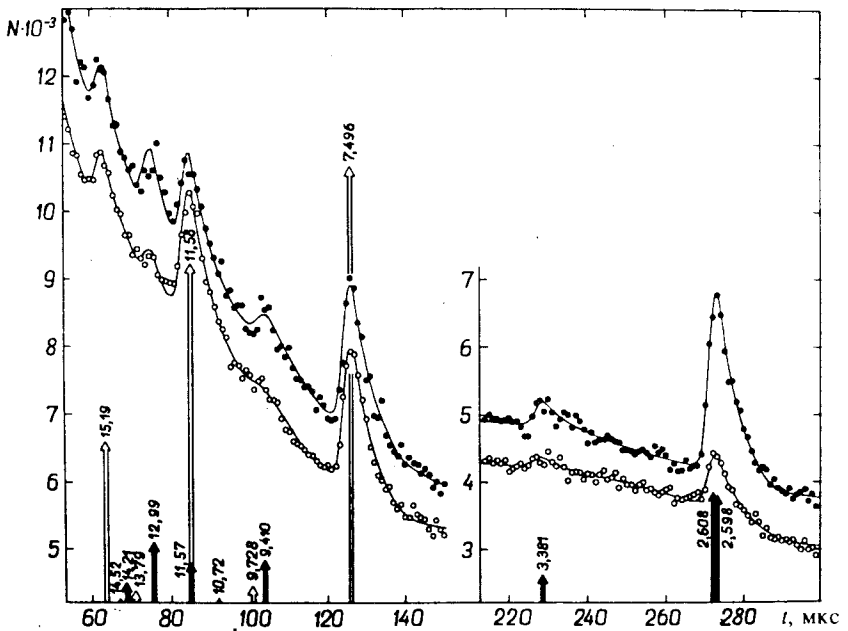


Рис.8. Пример спектров рассеяния под углами 90° (светлые кружки) и 143° (темные кружки) для тонкого образца ^{89}Y . N — число отсчетов в канале, t — номер канала шириной 1 мкс

части рис.9, ниже — спектры без образца, а еще ниже — разность верхних спектров. Видно, что пики вполне отделимы от подложки (штриховая линия), подогнанной по точкам вне резонансов. Результат этого эксперимента [25] опять неожиданный: у двух резонансов с $J = 1$ (49,1 и 97,0 кэВ) ω_2 оказались нулевыми и $\beta \approx 0,3$ (см. табл.1).

Третий эксперимент проводился на базе 1000 м и опять с ядрами ^{89}Y . Вокруг детектора 1 (см. рис.7) было установлено 16 тонких алюминиевых контейнеров, заполненных порошком Y_2O_3 общей массой ~ 7 кг. Благодаря вчетверо лучшему, чем в первом эксперименте с Y , разрешению до энергии 30 кэВ были «видны» 12 p -резонансов из 25 известных. На рис.10 показаны экстремальные примеры выделения пиков: а) неразрешенных, б) самого слабого и в) самого сильного (из p -резонансов). Полученные результаты изображены графически на рис.11 [26]. Значения β по горизонтальной оси представлены там центрами прямоугольников в зависимости от энергии резонанса (левая вертикальная ось), а ошибки β — половинами их размеров

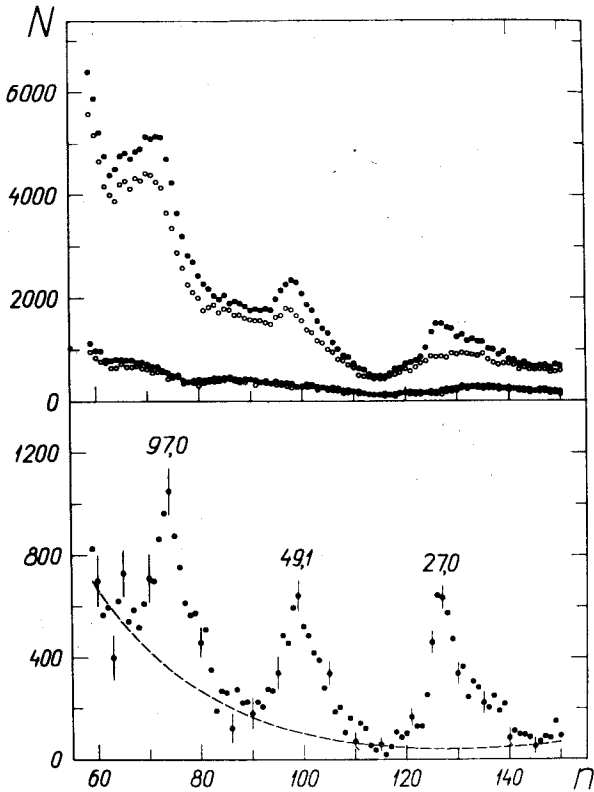


Рис.9. Спектры для образца CF_2 толщиной 1 мм при угле 37° . N — число отсчетов в канале, n — номер канала шириной 1 мкс. Числа у пиков — энергии резонансов в кэВ

по горизонтали. Так как у четырех резонансов $\omega_2 < 0,5$, то, согласно (17) для $J=1$ и рис.5, их β могут иметь по два значения — они изображены светлыми и заштрихованными прямоугольниками. Темные прямоугольники — это однозначные β .

Чтобы сравнить полученное с теоретическим распределением (15), на том же рис.11 построены две гистограммы, показывающие, сколько резонансов из десяти (по правой шкале) должны иметь значения β внутри данного интервала шириной 0,1. К сожалению, определенные выводы из этого сравнения можно сделать только в двух крайних предположениях о «дву-

Таблица 1

Ядро-мишень	Спин ядра I	Энергия резонанса, кэВ	Спин резонанса J	Параметр смеси β	Ссылка
^{19}F	$1/2$	49,1	1	$0,33 \pm 0,14$	[25]
		97,0	1	$0,33 \pm 0,13$	
^{35}Cl	$3/2$	0,398	2	-0	[31]
^{89}Y	$1/2$	2,61	1	$0,94 \pm 0,03$	[26]
		3,38	1	$0,90 \pm 0,04$	
		9,41	1	$0,62/0,05 \pm 0,05$	
		12,99	1	$0,62/0,04 \pm 0,04$	
		14,21	(1)	$0,83 \pm 0,06$	
		20,27	1	$0,85 \pm 0,11$	
		23,00	1	$0,64/0,03 \pm 0,04$	
		24,56	1	$0,58/0,09 \pm 0,06$	
		29,26	1	$0,96 \pm 0,05$	
^{93}Nb	$9/2$	0,0358	5	$0,30 \pm 0,08$	[21]
		0,0422	4	$0,73 \pm 0,17$	
^{111}Cd	$1/2$	0,0045	1	$0,67 \pm 0,07$	[22]
^{113}Cd	$1/2$	0,0070	1	$0,16 \pm 0,07$	[22]
^{117}Sn	$1/2$	0,0013	1	$0,82 \pm 0,08$	[22]

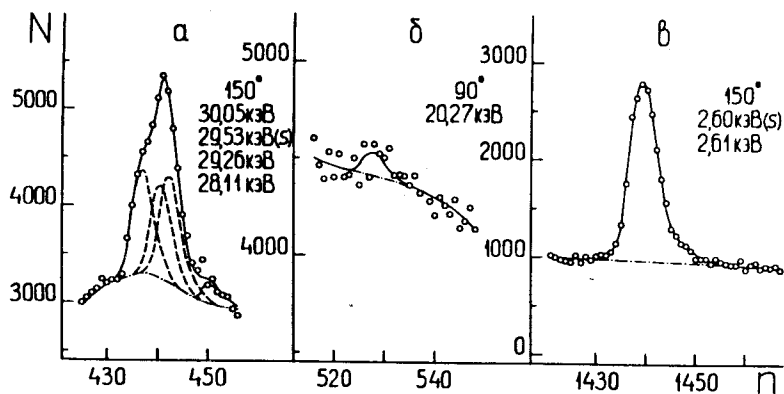
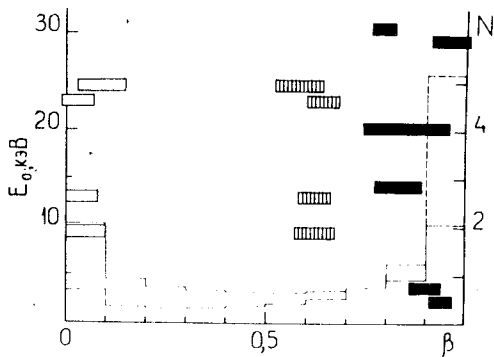
Рис.10. Примеры подгонки пиков ^{89}Y для указанных энергий и углов

Рис.11. Распределение величин β десяти резонансов ^{89}Y . N относится к гистограммам, соответствующим распределению (15) и показывающим, сколько значений β из десяти должны попасть в данный интервал шириной 0,1



значных» резонансах. Если все четыре резонанса имеют меньшие β , т.е. на рисунке нет заштрихованных прямоугольников, то результат эксперимента не противоречит симметричному распределению (сплошная кривая), соответствующему отсутствию корреляций между $\Gamma_{n+}^{(1)}$ и $\Gamma_{n-}^{(1)}$, которые флуктуируют по Портеру — Томасу с равными средними. Если же у четверки резонансов большие β , т.е. нет светлых прямоугольников, тогда темные прямоугольники вместе с заштрихованными оказываются сосредоточенными в интервале $0,5 < \beta < 1$, что крайне маловероятно ($\sim 0,2\%$) для симметричного распределения. Для объяснения этого случая нужно предположить либо большую разницу средних ширин (у пунктирной линии $\langle \Gamma_{n-}^{(1)} \rangle = 10 \langle \Gamma_{n+}^{(1)} \rangle$), либо сильную корреляцию между каналами.

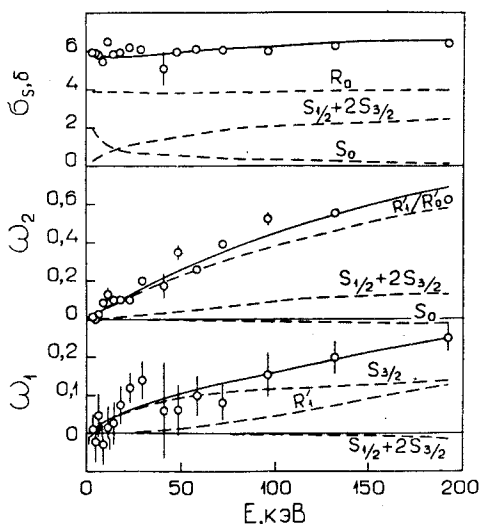
В настоящее время мы располагаем смесями спиновых каналов для семнадцати p -резонансов семи ядер. Они приведены в табл.1 и явно недостаточны для определенного суждения о корреляциях. Совпадающие β у ^{19}F и одинаковые большие β у четырех резонансов ^{89}Y (если они реальны), тем не менее, можно рассматривать как некоторое указание в пользу корреляций. В их же пользу можно привести и следующее соображение в терминах приведенной выше цитаты Ф.Л.Шапиро из [6]. Для статистической независимости ширин в разных каналах требуется не только высокая сложность волновых функций компаунд-состояний, но и то, чтобы волновые функции каналов были различными. Но достаточно ли различны волновые функции у спиновых каналов? Ведь они имеют полностью тождественные пространственные части и различаются лишь значениями спиновых переменных. И этого различия может не хватать для независимых флуктуаций соответствующих интегралов перекрытия с резонансными состояниями, тем более что до сих пор нет экспериментальных указаний на сколько-нибудь важную роль спин-спинового взаимодействия в сложных ядрах.

Заканчивая обсуждение проблемы спиновых каналов в нейтронных резонансах, нельзя не отметить, хотя бы кратко, значительные успехи в

исследовании аналогичной проблемы для протонных резонансов. В университете г.Дархем (США) для шести ядер от ^{44}Ca до ^{56}Fe определены парциальные ширины с относительными знаками амплитуд для выходных протонных каналов (спиновых и орбитальных) в p - и d -резонансах реакции ($p, p' \gamma$) [27]. На многих десятках резонансов наблюдались сильные корреляции по величине и (или) по знаку для различных пар каналов в случаях проявления изобар-аналоговых состояний и заметного вклада прямого механизма реакции. Кроме того, появились данные о спиновых каналах и в упругом рассеянии протонов ядрами с отличным от нуля спином, т.е. данные, вполне аналогичные обсужденным выше нейтронным данным. Для ядер ^{25}Mg [28], ^{27}Al [29] и ^{29}Si [30] исследовано по 6—15 резонансов одного спина. Результаты не противоречат чисто статистическим предположениям.

4. НАБЛЮДЕНИЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ

В этом и двух следующих разделах описываются эксперименты по измерению усредненных по резонансам дифференциальных сечений упругого рассеяния $\sigma(\theta)$. Идея этих экспериментов под непосредственным влиянием Ф.Л.Шапиро наиболее полно была обоснована в работе [5], а начались они в 1982 г. [32] и проводились вплоть до 1993 г. [33] на установке, показанной на рис.6. Подавляющая часть результатов и вся использованная математическая база подробно описаны в нашем обзоре [17], поэтому здесь мы



ограничимся фактически лишь расшифровкой идеи и перечислением результатов.

На рис.12 точками показаны экспериментальные значения параметров трехчленного представления среднего $\sigma(\theta)$ согласно (4) для ядер кадмия, а сплошными линиями — наилучшее описание эксперимента набором из пяти параметров, определяющих резонансное и

Рис.12. Вклады различных параметров в формирование $\sigma(\theta)$ для ядер кадмия

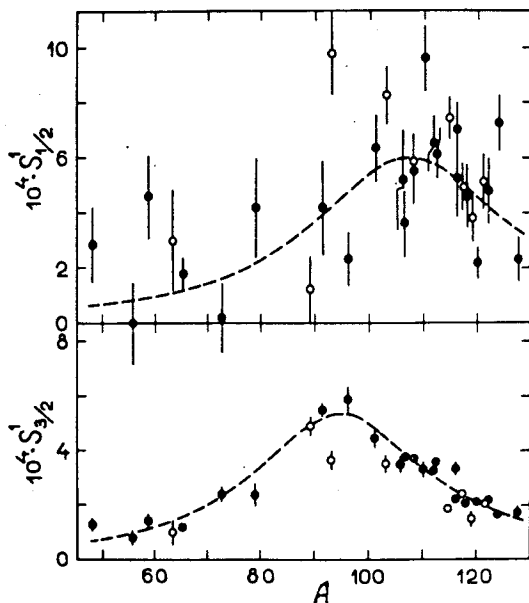
Рис.13. Результаты по S_j^1 для 22 четно-четных ядер (темные кружки) и 9 нечетных (светлые кружки)

потенциальное рассеяние s - и p -нейтронов. О достоинствах и недостатках метода можно судить по вкладкам в σ_s , ω_1 и ω_2 различных компонент, показанных штриховыми линиями. Главное достоинство состоит в том, что до энергии ~ 50 кэВ значения ω_2 почти полностью определяются $p_{3/2}$ -компонентой нейтронной силовой функции

$S^1 = (S_{1/2}^1 + 2S_{3/2}^1) \sqrt{3}$, а значения ω_1 при всех энергиях — отношением фазовых сдвигов δ_1 / δ_0 с небольшими поправками на резонансы. В результате из пяти параметров два ($S_{3/2}^1$ и δ_1) определяются хорошо, а остальные три ($S_{1/2}^1$, S^0 и δ_0) из-за корреляций несколько хуже.

Многолетние исследования p -волновой силовой функции S^1 после споров и ошибок (см., например, [34]) привели к пониманию того, что пики $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ раздвинуты на шкале A на величину ΔA , меньшую, чем их ширины ~ 25 — 30 . И если спин-орбитальный потенциал системы ядро + нейтрон такой же, как в модели оболочек, то ΔA должно быть ~ 5 — 8 . Первое сообщение о раздельном наблюдении пиков $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ для 17 ядер было опубликовано в работе [35], а дополненные исследованиями еще 14 ядер [36—38] эти пики представлены на рис.13. Штриховыми линиями показан результат описания пиков кривыми Лоренца, давшего $\Delta A = 13 \pm 4$, что, возможно, в 1,5—2 раза больше, чем должно быть в случае общепринятой силы спин-орбитального расщепления связанных одночастичных уровней.

Последнее обстоятельство вместе с особенностями p -волнового потенциального рассеяния (см. разд.5) побудило авторов подвергнуть свои экспериментальные результаты теоретическому анализу с помощью оптической модели ядра [39,40]. Были опробованы потенциалы из работ [18,41,42] и



все они при спин-орбитальной составляющей $V_{so} = 7$ МэВ давали $\Delta A \simeq 6$. Приемлемое описание положений пиков получалось лишь при $V_{so} \simeq 10$ МэВ. Расчеты также показали, что «чистая» оптическая модель не может сделать пик $S_{1/2}^1$ более высоким по сравнению с пиком $S_{3/2}^1$, что наблюдается в эксперименте.

Обнадеживающие результаты получились при использовании обобщенной оптической модели — многофононного варианта метода связанных каналов [43]. В этой модели за счет меняющейся с A связи одночастичных состояний с коллективными 2^+ -состояниями (фононами) авторам удалось неплохо воспроизвести и расщепление, и высоты пиков $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ с общепринятой величиной спин-орбитального потенциала.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСОВ p -РАССЕЯНИЯ

При высоких энергиях рассеиваемых частиц фазы рассеяния δ_l — неизвестные функции энергии, и их определяют целиком из опытных данных. При малых энергиях, когда длина волны налетающей частицы значительно больше размеров ядра, фазы имеют простую зависимость от энергии, и их можно параметризовать во всей исследуемой области энергий одним-двумя параметрами. В описываемых исследованиях принято R -матричное представление фаз [17]:

$$\begin{aligned} \delta_0 &= \phi_0 + \arcsin(kRR_0^\infty), \quad \phi_0 = -kR, \\ \delta_1 &= \phi_1 + \arcsin \frac{(kR)^3 R_1^\infty}{1 + (kR)^2}, \quad \phi_1 = -kR + \arctg(kR), \end{aligned} \quad (18)$$

где радиус канала $R = 1,35A^{1/3}$ фм, а R_l^∞ — параметр вклада далеких уровней, обычно заключенный в пределах от $-0,4$ до $0,4$.

В обсуждениях рассеяния нейтронов Ф.Л.Шапиро нередко употреблял термин «радиус p -рассеяния», а в работе [5] для него даже введено обозначение R_1' . Однако строгое определение R_1' было дано позже [44], и оно следует из пропорции

$$\frac{R_1'}{R} = \lim_{E \rightarrow 0} \frac{\delta_l}{\phi_l},$$

откуда

$$R_0' = R(1 - R_0^\infty), \quad R_1' = R(1 - 3R_1^\infty). \quad (19)$$

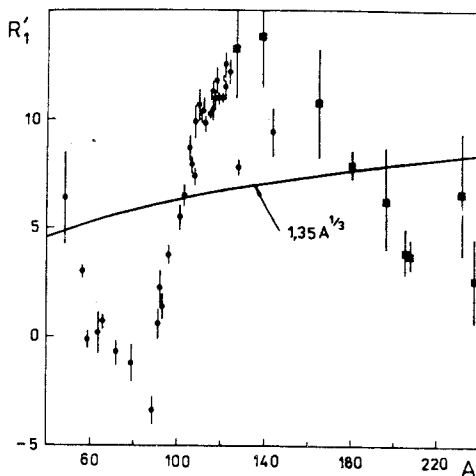
Рис.14. Экспериментальные значения R_1' в фм

R_0' используется давно (в обозначении R'), а R_1' — только после работы [44].

Вся известная до 1990 г. информация о R_1' (кроме нескольких точек для $A < 127$ из [41]) дана в (фм) на рис.14 в зависимости от A . Квадратами показаны результаты, полученные нами с помощью (18) и (19) из работ, в которых выполнялись прецизионные измерения полных сечений при энергиях в сотни кэВ. В этих работах δ_1 находились либо из остатка $12\pi \sin^2 \delta_1 / k^2$ сечения после вычитания из него вклада s -волны [41], либо по интерференции резонансного и потенциального p -рассеяния [45—47]. Остальные точки на рисунке получены нами из усредненных $\sigma(\theta)$.

Обратим внимание на три особенности представленных результатов. Главная особенность состоит в том, что зависимость $R_1'(A)$ вполне подобна давно известной зависимости $R_0'(A)$. Действительно, мы видим на рисунке примерно полтора периода «модуляции» монотонной функции $\sim A^{1/3}$ осциллирующей величиной $1 - 3R_1^\infty$. «Глубина модуляции», втрое бóльшая, чем в случае s -волны, приводит к очень малым и даже отрицательным значениям R_1' для ядер с $A = 60-90$, что составляет вторую особенность $R_1'(A)$. А третья особенность — выпадение точки $R_1' = (8,1 \pm 0,2)$ фм для Те вниз почти на 20 ошибок.

С целью уточнить две последние особенности были проведены измерения еще с четырьмя образцами. Сначала [48] это были газы криптон и ксенон, содержащиеся в цилиндрических контейнерах диаметром 10 см под давлением около 40 атм. Такие же контейнеры — один с кислородом, другой пустой — использовались для абсолютизации сечения σ_s и учета фона. Результат для криптона ($A \simeq 84$) $R_1' = (-3,3 \pm 1,2)$ фм подтвердил «аномальность» радиусов для $A = 60-90$, а для ксенона ($A \simeq 131$) $R_1' = (10,6 \pm 0,4)$ фм — аномалию среднего по изотопам измеренного ранее



$R_1' \simeq 8$ фм теллура. Еще более определенными [33] оказались результаты для двух обогащенных изотопов ^{128}Te (98,6%, 50 г) и ^{130}Te (99,6%, 50 г), у которых $R_1' = (6,2 \pm 0,3)$ и $(6,3 \pm 0,3)$ фм соответственно, т.е. еще ниже, чем у Te.

Качественная интерпретация двух первых особенностей поведения $R_1'(A)$ была дана в работе [17] на основе прямоугольной потенциальной ямы с постепенно увеличивающейся мнимой частью. А затем вполне удовлетворительное согласие с экспериментом было получено в оптико-модельных расчетах как в простом [39,40], так и в обобщенном [43] вариантах. Что касается теллуровой аномалии, то этот явно нестатистический эффект в работе [33] приписан входным состояниям в ядрах ^{129}Te и ^{131}Te , имеющим спин $1/2^-$ или $3/2^-$ и соответствующим энергии нейтронов $\sim 0,3$ МэВ.

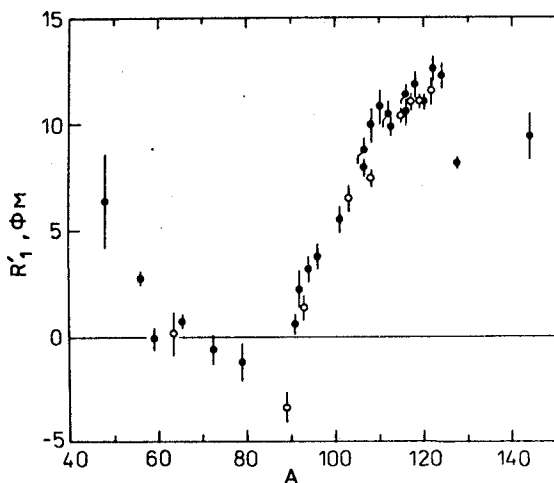
6. ОБ ОДНОПИОННОМ ОБМЕНЕ

Несмотря на огромные успехи кварк-глюонного описания адронов, атомные ядра, по крайней мере, не очень легкие и при не очень высоких энергиях, по-видимому, еще долго будут трактовать как нейтрон-протонные системы в мезонных полях. В основе микроскопического описания ядерных систем лежит потенциал парного взаимодействия нуклонов, который содержит несколько слагаемых, соответствующих тому, что нуклоны обмениваются одним или несколькими мезонами разных типов с разными пространственно-временными свойствами. При этом эффективный радиус взаимодействия для обмена данным сортом и числом мезонов обратно пропорционален суммарной массе переданных мезонов. Поэтому наибольшим дальним действием $\sim 1,4$ фм обладает однопионный обмен. Обмены двумя пионами или более массивными мезонами дают радиусы менее 0,7 фм.

Так как гамильтониан однопионного взаимодействия содержит как множитель произведение спинов взаимодействующих частиц, вклад такого обмена зануляется, если одна из частиц является совокупностью спаренных нуклонов с нулевым суммарным спином. Следовательно, при взаимодействии нуклона с ядром однопионный обмен существен только с неспаренным нечетным нуклоном ядра. Все это позволяет предположить, что при небольших энергиях нейтронов, когда начинает появляться периферическое p -взаимодействие, разница радиусов p -рассеяния на нечетном и соседнем четно-четном ядрах будет заметным образом определяться вкладом однопионного обмена.

Было исследовано 19 ядер [44,49,50] (см. также [17]), величины ω_1/E которых будто бы указывали на эффект до $\sim 10\%$ для нечетного протона и отсутствие эффекта более 5% для нечетного нейтрона. Последним аккордом

Рис.15. Экспериментальные значения радиусов p -рассеяния: темные кружки — для четно-четных ядер, светлые — для A -нечетных



в этих поисках стала работа [51], не вошедшая в [17], рисунок из которой* здесь приводится (рис.15). Эта более чистая и надежная информация о p -рассеянии позволяет утверждать, что радиус p -рассеяния нейтронов с

энергиями до 300 кэВ едва ли подвержен влиянию однопионного обмена, большому $\sim 0,5$ фм для ядер с $A \geq 90$. Для более легких ядер этот вывод может оказаться неверным.

7. ОБ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ p -РЕЗОНАНСАХ

Строго говоря, все состояния составного ядра с энергией ниже энергии связи нейтрона, имеющие спин, отличающийся от спина мишени на $\pm 1/2$ или $\pm 3/2$, и противоположную мишени четность, являются отрицательными p -резонансами, и вопрос о них состоит только в том, проявляются ли они в эксперименте и каковы их ширины. Будем исходить из того, что, складываясь из большого числа «хвостов» далеких резонансов, параметры R_l^∞ вместе с $R = 1,35A^{1/3}$ фм дают R_1' согласно (19), которые для близких по A ядер близки по величине, а если они заметно отличаются, то это следует приписать влиянию близких резонансов. Согласно коэффициенту при $\cos \theta$ в выражении (7) из [17] (см. также сноску на с.1579) отрицательные p -резонансы дают положительную добавку к «потенциальному» ω_1 , а положительные с энергией больше данной, — отрицательную.

В работах [52,53] измерялись $\sigma(\theta)$ в представлении (4) для бериллия, бора и углерода при энергиях до 250 кэВ. Экспериментальные значения σ_s

*К сожалению, в подписи к этому рисунку в [51] светлые и темные точки переставлены.

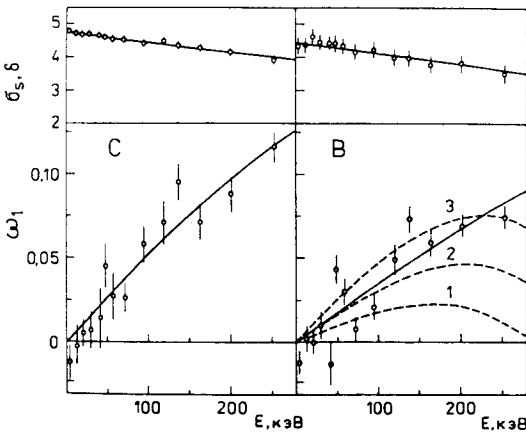


Рис.16. Интегральное сечение и асимметрия рассеяния (в с.д.м.). Точки — эксперимент, кривые — теоретическое описание

и ω_1 для двух ядер иллюстрирует рис.16 (результаты для Ве аналогичны), а извлеченные из таких данных для трех ядер параметры R_1^∞ и R_1' даны в табл.2. Обратимся сначала к рисунку. Сплошные линии на нем — подгонка только пара-

метрами R_0^∞ и R_1^∞ при нулевых силовых функциях. Для углерода это корректно, а для бора не совсем, ибо его ω_1 должна искажаться близким и сильным p -резонансом ^{11}B при $E_0 = 430$ кэВ. Учет этого резонанса при полученном ранее $R_1^\infty = -0,003$ (и $R_1' = 3,0$ фм) дает для ω_1 бора кривую 1, явно неудовлетворительную. Использование же $R_1^\infty = 0,14$, как у углерода, дающего для бора $R_1' = 4,2$ фм, приводит к кривой 2, которая все еще ниже большинства точек. Хороша кривая 3, для которой $R_1^\infty = 0,27$, а $R_1' = 5,4$ фм уже значительно больше, чем у углерода (см. табл.2). Поэтому наши дальнейшие действия были следующими: зафиксировав для бора и бериллия значение $R_1^\infty = -0,14$ (т.е. как у углерода), мы описывали их ω_1 с прямым учетом одного p -резонанса с $E_0 = -709$ кэВ (уровень ^{12}B 2720 кэВ, 0^+) у бора и двух p -резонансов с $E_0 = -703$ и -949 кэВ (уровни ^{10}Be 6179 кэВ,

Таблица 2

Элемент	R , фм	R_0^∞	λ^* , кэВ $^{-1}$	R_1^∞	R_0' , фм	R_1' , фм
Ве	2,81	-1,44(3)	$9(3) \cdot 10^{-4}$	-0,47(4)	6,85(9)	6,75(33)
В	2,99	-0,99(3)	$4(3) \cdot 10^{-4}$	-0,27(3)	5,95(10)	5,38(28)
С	3,09	-0,99(1)	$2,5(6) \cdot 10^{-4}$	-0,14(3)	6,15(2)	4,38(24)

0^+ и 5958 кэВ, 2^+) у бериллия согласно [54]. Это привело к таким оценкам приведенных нейтронных ширин p -резонансов:

$$\Gamma_n^{(1)}(-709 \text{ кэВ}, J=0^+) \simeq 4,0 \text{ кэВ для } {}^{11}\text{В}, \quad (20)$$

$$\Gamma_n^{(1)}(-703 \text{ кэВ}, J=0^+) + 3,8\Gamma_n^{(1)}(-949 \text{ кэВ}, J=2^+) \simeq 7,5 \text{ кэВ, для } {}^9\text{Ве}, \quad (21)$$

которые оказались сравнимыми с вигнеровскими пределами ширины $\Gamma_{nw}^{(1)} = 6,1$ и $6,5$ кэВ, вычисленными по одночастичной ширине $\gamma^2 = \hbar^2/(mR^2)$ для ${}^{11}\text{В}$ и ${}^9\text{Ве}$ соответственно (m — масса нейтрона).

Таким образом, для бериллия и бора мы имеем два альтернативных и эквивалентных по качеству описания эксперимента: одно с параметрами из табл.2, а другое, на наш взгляд, более реалистичное, с одинаковым для всех трех элементов $R_1^\infty = -0,14$ и параметрами отрицательных резонансов (20) и (21).

8. ПЕРСПЕКТИВЫ

В описанных выше исследованиях на протяжении 30 лет анизотропия рассеяния нейтронов при энергиях от единиц до сотен кэВ измерялась на 30 элементах и 16 обогащенных изотопах. Однако многие вопросы, связанные с p -нейтронами, не столько решены, сколько еще поставлены. Это относится к оценке поляризуемости нейтрона (разд.1), определению смесей спиновых каналов (разд.3), разгадке теллуровой аномалии с p -радиусами (разд.5), выяснению вклада в p -рассеяние одноионного обмена на ядрах с $A < 90$ (разд.6), определению ширины отрицательных p -резонансов (разд.7).

Все эти и, возможно, другие вопросы в ЛНФ намерены решать с помощью создаваемой высокосветосильной и низкофоновой установки УГРА [55], возможности которой по энергетическим диапазону и разрешению значительно возрастут с вводом нового источника нейтронов ИРЕН. Схема установки показана на рис.17. Низкий фон установки достигается тем, что сколламированный пучок нейтронов, исследуемые образцы и нейтронные детекторы находятся в общем вакуумном объеме, а удаленные от рассеивателя и детекторов стенки вакуумной камеры высотой и диаметром ~ 3 м снижают эффект перерассеяния нейтронов этими стенками (алюминий толщиной 12 мм). Высокая эффективность установки может быть обеспечена тем, что она рассчитана на использование 16 детекторов, эквивалентных тому, который применялся в установках, показанных на рис.6 и 7, и с которыми сделаны все работы, описанные в разделах 3—7 (${}^3\text{Не}$ -детектор, ~ 8 л, ~ 10 атм.). Находясь на общей поворотной платформе, каждый детектор измеряет «свое» угловое распределение рассеяния при углах от 30° до 150° .

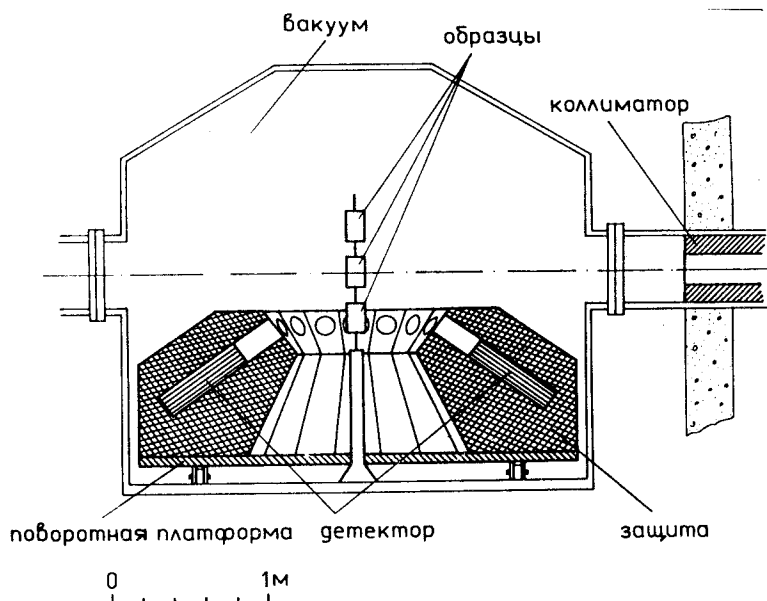


Рис.17. Схема сооружаемой установки УГРА

Установка УГРА создается при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-17384) и Международного научного фонда (грант RFS000).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бергман А.А., Исаков А.И., Казарновский М.В., Мурин И.Д., Шапиро Ф.Л., Штрахн И.В. — В кн.: Материалы международной конференции в Женеве. 1955 г. М.: Академиздат, 1957, т.4, с.166.
2. Asami A., Moxon M.C., Stein W.E. — Phys. Lett., 1969, vol.B28, p.656.
3. Попов Ю.П., Фенин Ю.И. — ЖЭТФ, 1962, т.43, с.2000.
4. Шапиро Ф.Л. — Собрание трудов. Физика нейтронов. М.: Наука, 1976, с.313.
5. Попов Ю.П., Фенин Ю.И. — В кн.: Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами. ОИЯИ — 1845, Дубна, 1964, с.89.
6. Шапиро Ф.Л. — В кн.: Сборник лекций Всесоюзной летней школы по ядерной спектроскопии при ядерных реакциях. Обнинск, ФЭИ, 1967, с.239.
7. Klein A. — Phys. Rev., 1955, vol.99, p.998.
8. Александров Ю.А., Бондаренко И.И. — ЖЭТФ, 1956, т.31, с.726.
9. Александров Ю.А. — Фундаментальные свойства нейтрона. М.: Энергоатомиздат, 1992.

10. Thaler R.M. — Phys. Rev., 1959, vol.114, p.827.
11. Sears V.F. — Phys. Rep., 1986, vol.141, p.281.
12. Александров Ю.А., Дорчоман Д., Сэрээтэр Ж., Самосват Г.С., Цой Ген Сор.
— Программа и тезисы докладов XV ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Минск, 1965. М.: Наука, 1965, с.83.
13. Goldberg M.D., May V.W., Stehn J.R. — BNL-400, second edition, 1962.
14. Александров Ю.А., Самосват Г.С., Сэрээтэр Ж., Цой Ген Сор — Письма в ЖЭТФ, 1966, т.4, с.196.
15. Александров Ю.А., Самосват Г.С. — ОИЯИ Р3-4354, Дубна, 1969.
16. Самосват Г.С. — ЯФ, 1970, т.11, с.1152.
17. Самосват Г.С. — ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.713.
18. Moldauer P.A. — Nucl. Phys., 1963, vol.47, p.65.
19. Lane A.M. — Ann. Phys., 1971, vol.63, p.171.
20. Block R.C., Haeberli W., Newson H.W. — Phys. Rev., 1958, vol.109, p.1620.
21. Chrien R.E., Bhat M.R., Cole G.W. — Phys. Rev., 1973, vol.C8, p.336.
22. Шаратов Э.И. — В кн.: V Международная школа по нейтронной физике (Алушта, 1986), ОИЯИ ДЗ.4.17-86-747, Дубна, 1987, с.113.
23. Алфименков В.П., Ефимов В.Н., Пантелеев Ц.Ц., Фенин Ю.И. — ЯФ, 1973, т.17, с.293.
24. Николенко В.Г., Самосват Г.С. — ЯФ, 1976, т.23, с.1159.
25. Николенко В.Г., Самосват Г.С. — В сб.: Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1980). М.: ЦНИИ-атоминформ, 1980, ч.2, с.178.
26. Nikolenko V.G., Samosvat G.S. — JINR E3-82-336, Dubna, 1982.
27. Mitchell G.E., Bilpuch E.G., Shriner J.F., Jr., Lane A.M. — Phys. Rep., 1985, vol.117, p.1.
28. Adams G., Bilpuch E.G., Mitchell G.E. et al. — J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1984, vol.10, p.1747.
29. Nelson R.O., Bilpuch E.G., Westerfeldt C.R., Mitchell G.E. — Phys. Rev., 1984, vol.C29, p.1656.
30. Nelson R.O., Bilpuch E.G., Westerfeldt C.R., Mitchell G.E. — Phys. Rev., 1983, vol.27, p.930.
31. McCullagh C.M., Kenny M.J., Chrien R.E. — Phys. Rev., 1979, vol.C19, p.539.
32. Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S. — In: Nuclear Data for Science and Technology (Proc. of the Int. Conf., Antwerp.), 1982, p.781.
33. Мицына Л.В., Самосват Г.С. — ЯФ, 1993, т.56, с.23.
34. Самосват Г.С. — Сообщение ОИЯИ Р3-83-532, Дубна, 1983.
35. Зо Ин Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, с.304.
36. Зо Ин Ок, Попова А.И., Попов А.Б. и др. — Сообщение ОИЯИ Р3-84-668, Дубна, 1984.
37. Попов А.Б., Samosvat G.S. — In: Nuclear Data for Basic and Applied Science (Proc. of the Conf.), Santa Fe, 1985, vol.1, p.621.
38. Попов А.Б., Самосват Г.С. — ЯФ, 1987, т.45, с.1522.

39. Кузнецова Л.В., Попов А.Б., Самосват Г.С. — В сб.: Нейтронная физика. Материалы I Межд. конф. по нейтр. физике, Киев, 1987. М.: ЦНИИАтоминформ, 1988, т.2, с.254.
40. Mitsyna L.V., Popov A.B., Samosvat G.S. — In: Nuclear Data for Science and Technology. Proc. Int. Conf., Mito, Japan, 1988. JAERI, 1988, p.111.
41. Camarda H.S. — Phys. Rev., 1974, vol.C9, p.28.
42. Smith A.B., Guenther P.T., Whalen J.F. — Nucl. Phys., 1984, vol.A415, p.1.
43. Самойлов В.В., Урин М.Г. — ЯФ, 1990, т.52, с.1325.
44. Александров Ю.А., Бунатян Г.Г., Николенко В.Г. и др. — В сб.: Нейтронная физика (Матер. 5-й Всесоюзн. конф. по нейтр. физике, Киев, 1980). М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч.2, с.163.
45. Noren D.J., Harvey J.A., Hill N.W. — Phys. Rev., 1978, vol.C18, p.722.
46. Noren D.J., Harvey J.A., Hill N.W. — Phys. Rev., 1981, vol.C24, p.1961.
47. Tsubone I., Kanda Y. — In: Nuclear Data for Science and Technology (Proc. of the Int. Conf.), Antwerp., 1982, p.65.
48. Говоров А.М., Мицына Л.В., Самосват Г.С. — ЯФ, 1991, т.54, с.1192.
49. Александров Ю.А., Бунатян Г.Г., Николенко В.Г. и др. — ЯФ, 1980, т.32, вып.5, с.1173.
50. Александров Ю.А., Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. — Сообщение ОИЯИ РЗ-81-432, Дубна, 1981.
51. Кузнецова Л.В., Попов А.Б., Самосват Г.С. — Сообщение ОИЯИ РЗ-87-114, Дубна, 1987.
52. Мицына Л.В., Попов А.Б., Самосват Г.С. — Письма в ЖЭТФ, 1989, т.49, с.248.
53. Ляпин Д.И., Мицына Л.В., Попов А.Б. и др. — Сообщение ОИЯИ РЗ-89-408, Дубна, 1989.
54. Table of Isotopes. Ed. by Lederer C.M., Shirley V.C., New York, 1978.
55. Александров Ю.А., Самосват Г.С. — В сб.: VI Международная школа по нейтронной физике. Алушта, 1990. ОИЯИ ДЗ,14-91-154, Дубна, 1991, с.187.