

3-2003-205

E-63

На правах рукописи
УДК 539.172.4

ЕНИК
Темур Львович

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ:
СПЕКТРОМЕТР УГРА И ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

С 345

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
САМОСВАТ Георгий Сергеевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
ГОВЕРДОВСКИЙ Андрей Александрович

кандидат физико-математических наук
СОКОЛ Евгений Александрович

Ведущая организация Российский научный центр
"Институт ядерных исследований РАН", г.Москва

Защита диссертации состоится "____" _____ 2003 г. в. "____" час. на
заседании диссертационного совета Д 720.001.06 при Лаборатории
нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций Объединенного
института ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "14" ноября 2003 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета



А.Г.Попеко

Общая характеристика работы.

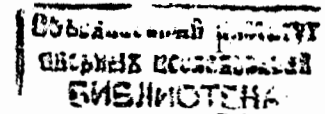
Актуальность проблемы.

Начавшись около 60 лет назад, исследования угловых распределений упругого рассеяния нейтронов ядрами привели к накоплению огромного экспериментального материала практически для всех элементов и многих изотопов. В частности, для медленных нейтронов с энергиями ниже ~ 400кэВ большинство таких данных было получено в ЛНФ ОИЯИ на импульсном реакторе ИБР и бустере ИБР-30 [1]. Привлекательность измерений с килоэлектронвольтными нейтронами следует из простоты выражения для дифференциального сечения рассеяния

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

где σ_s - полное сечение рассеяния, θ - угол рассеяния, а ω_1 и ω_2 - параметры анизотропии, стоящие перед полиномами Лежандра. В результате того, что вклад орбитальных моментов $l > 1$ здесь отсутствует, была получена обширная новая информация о силовых функциях и радиусах потенциального рассеяния для р-нейтронов [2].

Однако актуальность изучения угловой зависимости рассеяния нейтронов с энергиями менее ~ 100 кэВ сохраняется. Во-первых, остается не решенной проблема электрической поляризуемости нейтрона α_n , ибо, по мнению многих физиков, ошибка результата [3] в несколько раз занижена, а результат [4] получен на дейтоне, и здесь возможны теоретические неточности. Поэтому предложение [5] о прецизионном измерении $\sigma(\theta)$ в форме (1), где параметр ω_1 в явном виде содержит α_n наряду с другими величинами, позволяет рассчитывать на новые результаты по α_n , получаемые на разных ядрах с $Z > 72$. Во-вторых, открыто широкое поле деятельности по определению малоизвестных и неизвестных свойств нейтронных резонансов (спиновые и орбитальные смеси, влияние теплового движения на ω_1 и ω_2), которая уже началась ([6] и гл. III диссертации).



Цель работы.

Целью работы был запуск в эксплуатацию в ЛНФ ОИЯИ на канале №6 бустера ИБР-30 нового спектрометра рассеянных нейтронов УГРА[7], а также оснащение спектрометра нейтронными детекторами, исследование всех его рабочих характеристик и проведение первых физических экспериментов с ним.

Новизна, научная и практическая ценность работы.

Установка УГРА (угловые распределения) – спектрометр четвертого поколения. Вначале это был один подвижный BF_3 –детектор объемом ~1,5л [8], затем 9 неподвижных BF_3 –детекторов объемом ~ 4,6л каждый [9], которых сменил опять один подвижный ^3He - детектор с давлением 7-10 атм. объемом ~8л.[10] Новый спектрометр рассчитан на 16 ^3He –детекторов с тем же давлением и объемом ~8л каждый, которые могут одновременно передвигаться относительно нейтронного пучка на $337,5^\circ$. Спектрометр продемонстрировал работоспособность уже в первых экспериментах. Во-первых, с помощью измеренных ω_1 и ω_2 удалось разобраться с загадкой дублета s- и p-резонансов ^{89}Y при энергии 11,59кэВ. Во-вторых, впервые измерено сечение рассеяния нейтронов ядрами ^{238}U в интерференционных провалах трех первых резонансов, что имеет и прикладное значение.

Объем и структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Она содержит 68 страниц машинописного текста, в том числе 26 рисунков и 6 таблиц. Список литературы включает 42 наименования.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации были опубликованы в препринтах ОИЯИ и журналах «Ядерная физика» и «Nuclear Instruments and Methods in Physics research». Материалы, положенные в основу диссертации, докладывались на Международных семинарах по взаимодействию нейтронов с ядрами (ISINN-2, -3, -4,-5, -6, -8, Дубна).

Публикации.

По материалам диссертации опубликовано 9 работ.

Краткое содержание работы.

Во введении диссертации дан краткий обзор развития исследований угловых распределений килоэлектронвольтных нейтронов ядрами и поляризуемости нейтрона, показана актуальность и цель представленной работы, кратко изложено ее содержание.

В первой главе диссертации дается обзор газоразрядных методов регистрации нейтронов, и описываются детекторы спектрометра УГРА.

Подробно рассмотрены три вида взаимодействия нейтронов с ядрами, использующиеся в газовых детекторах: а) метод ядер отдачи при рассеянии; б) деление ядер нейтронами; в) расщепление легких ядер - ядерные реакции.

На базе серийных счетчиков типа СММ-33 были изготовлены два детектора. Для работы в вакууме детекторы были помещены в легкие герметичные кожухи. Из-за дефицита и дороговизны промышленных счетчиков, а главное, желания улучшить характеристики детектора, было решено создать многоклеточный детектор. Конструкция первого варианта такого детектора – многосекционной многоклеточной пропорциональной камеры с плоскими катодами – была разработана в дипломной работе. Затем был разработан и изготовлен второй вариант детектора, отличающийся сотовым расположением электродов. Первые эксперименты показали, что можно констатировать нормальную работу изготовленного детектора, сохранившего свои свойства в течение более двух лет. После добавления ~ 9 атм. ^3He он не будет уступать батарею по эффективности и превзойдет ее по стабильности и более низкому уровню шумов.

Вторая глава диссертации посвящена описанию устройства и исследований всех характеристик установки как работающего прибора для измерения дифференциальных сечений рассеяния.

Спектрометр УГРА установлен в экспериментальном павильоне здания 44, и его нейтронные детекторы работают на времяпролётной базе импульсного реактора (бустера) ИБР-30 длиной 250,9м.

Устройство спектрометра показано на рис.1. На массивном стальном дне 1 диаметром ~3м с радиальными и азимутальными ребрами жесткости покоятся одна на другой три секции вакуумной камеры рассеяния, выполненные из алюминия толщиной 12 мм, уплотненные друг относительно друга и дна

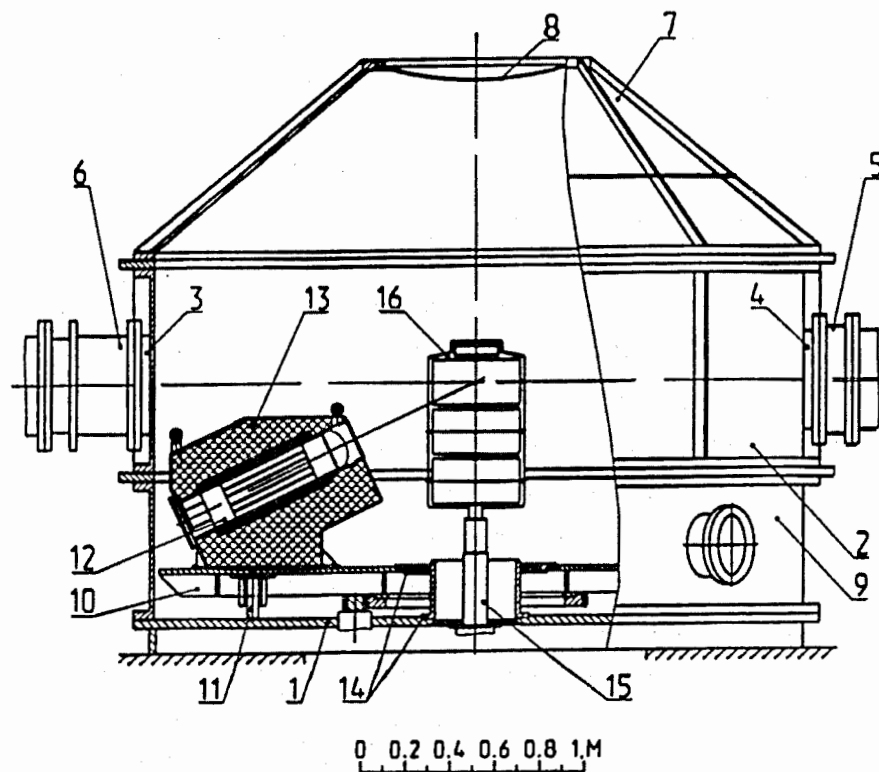


Рис.1. Устройство спектрометра УГРА.

1-дно камеры; 2-средняя секция; 3,4-патрубки с фланцами для стыковки с нейтроноводом; 5-сильфон; 6-температурный компенсатор; 7-верхняя секция; 8-заглушка; 9-нижняя секция; 10-поворотная платформа; 11-катки платформы; 12-детектор; 13-защитный блок детектора; 14-центрирующий узел; 15-вертикальная штанга; 16-рамка.

резиновыми прокладками. В среднюю цилиндрическую секцию 2 вварены два патрубка 3 и 4 с фланцами для вакуумно-плотной стыковки с нейтроноводом ИБР-30. Верхняя секция 7 имеет форму усеченного конуса, закрытого сверху заглушкой 8. Сообщение с внутренним объемом камеры возможно также через

два люка диаметром 30 см в боковой стенке нижней секции 9. Внутри камеры на ее дне установлена стальная поворотная платформа 10 диаметром 2,84 м, которая на катках 11 может вращаться вокруг вертикальной оси камеры и на которой предполагается установить до 16 нейтронных детекторов. Каждый детектор 12 помещается в цилиндрический канал диаметром 175 мм защитного блока 13 -сварной алюминиевой конструкции, залитой смесью парафина с В₄С. Все оси детекторных каналов лежат на поверхности конуса, вершина которого совпадает с точкой пересечения вертикальной оси камеры с горизонтальной осью нейтронного пучка, и составляют с горизонтальной плоскостью угол 25°. В центре дна камеры находится центрирующий платформу узел 14, сквозь который проходит вертикальная штанга 15, несущая держатель образцов 16. Двигатель вращает платформу 10 со скоростью примерно 1 градус в секунду с остановками в любых из 16 позиций через 22,5°. Рамка 16 с установленными в ее окнах исследуемыми образцами может двигаться: поступательно вверх-вниз и вращаться вокруг вертикальной оси. Нейтронные детекторы для установки составлены из пропорциональных ³He-счетчиков высокого давления. Для мониторинга нейтронного пучка применяются два счетчика типа СМ-17.

В результате проведенных измерений были определены основные параметры спектрометра: светосила и эффективность, разрешение и средняя энергия в канале, фон.

С учетом телесного угла на детектор 0,014 стерадиана и путем сравнения спектров рассеянных нейтронов с кадмиевой мишенью и без нее со спектром нейтронов в пучке, зарегистрированных счетчиком с известной эффективностью, была получена эффективность двух детекторов, которая описывается выражениями $\epsilon(E) = 0,598 \cdot E^{-0,190}$ и $\epsilon(E) = 0,644 \cdot E^{-0,201}$ (E – в кэВ). Это означает, что перерассеяние в защите детектора увеличивает его эффективность в ~ 1,5-10 раз для энергий 0,1-400 кэВ, соответственно, по сравнению с тем, если бы не было массивной защиты.

Функция временного разрешения спектрометра была получена путем усреднения и нормирования по площади на единицу форм пяти узких

резонансов кадмия. Ширина такого пика на половине высоты (~6мкс) обеспечивает энергетическое разрешение $\Delta E = 0,021 \cdot E^{3/2}$ (ΔE и E – в кэВ).

На первом этапе были проведены исследования фона спектрометра без откачки его камеры. Далее камера была откачана до вакуума порядка 10^{-1} мм.рт.ст. Главный вывод тут таков: при выведении образца (кадмий толщиной 3,5 мм) из пучка счет детектора при нейтронных энергиях 3-100 кэВ падает примерно в 2-4 раза, если в камере воздух, и примерно в 10-150 раз, если в ней вакуум.

На рис.2 показаны два спектра нейтронов, рассеянных на угол $110,3^\circ$ круглым образцом ^{238}U диаметром 195 мм и толщиной 3 мм. Темными точками изображен спектр, измеренный, когда в пучке только фильтр V_4C для устранения "рециклических" нейтронов, светлыми точками - когда в пучок

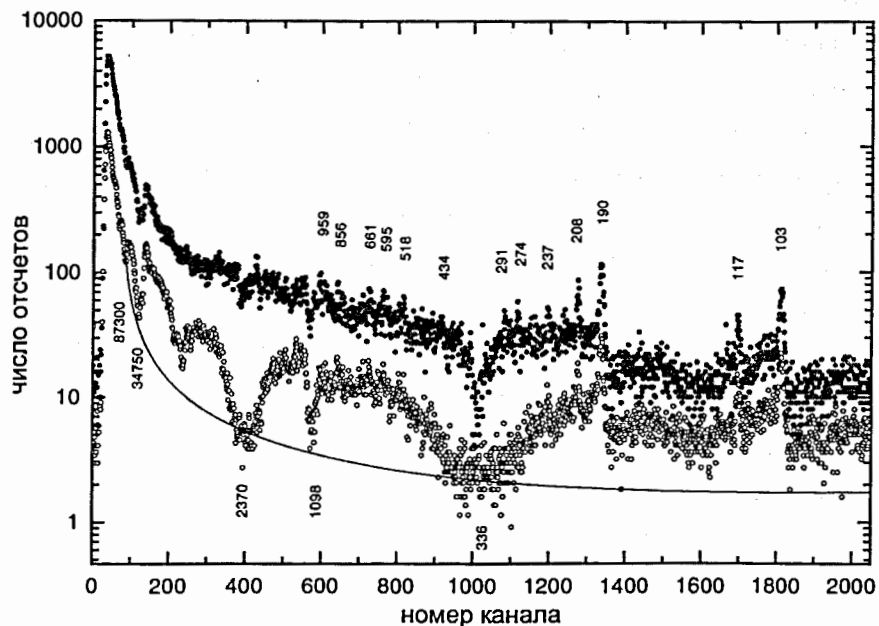


Рис. 2. Спектры нейтронов, рассеиваемых образцом ^{238}U на угол $110,3^\circ$, нижние точки – с фильтрами Al и KMnO_4 , верхние точки – без фильтров. Энергия резонансов в эВ: наверху – ^{238}U , внизу – фильтров. Гладкая кривая – фон.

добавлены Al и KMnO_4 . Первый спектр измерялся 5 часов, второй спектр- 22 часа, но приведен к 5 часам. Сверху указаны энергии (в эВ) резонансов рассеивателя, снизу - резонансов фильтров. Как видно из рисунка, фильтры снижают интенсивность счета примерно втрое, но зато позволяют "увидеть" фон, визуализирующийся в провалах "черных" резонансов. Он имеет три основных компоненты: собственный фон детектора, фон от рассеяния образцом запаздывающих нейтронов в пучке и фон от нейтронов, рассеянных образцом раньше и попавших в детектор после "блуждания" в комнате. Если первая компонента равномерна во времени, то две последние довольно резко возрастают к малым временам пролета: вторая - по причине роста размножения в бустере, третья- из-за естественного роста временной плотности числа нейтронов.

Зарегистрированное данным детектором число нейтронных импульсов почти пропорционально числу нейтронов, попавших в него из пучка после единственного рассеяния в образце. Это «почти» обусловлено четырьмя эффектами: зависимость энергии нейтрона от угла рассеяния, самоэкранировка, перерассеяние нейтронов вне образца, многократное рассеяние в образце. В работе подробно проведен анализ и точный учет всех этих эффектов.

В третьей главе диссертации описаны первые физические исследования со спектрометром: перспективы измерения поляризуемости нейтрона, изучение дублета s- и p-резонансов в ядре ^{89}Y и измерения сечений рассеяния нейтронов вблизи первых s-резонансов ^{238}U .

Сначала рассмотрен кратко вопрос о перспективах определения поляризуемости нейтрона α_n из измерений полного нейтронного сечения σ_{tot} на ядрах изотопа ^{208}Pb в области энергий E от долей кэВ до десятков кэВ. В хорошо известной работе такого рода [3] был заявлен результат:

$$\alpha_n = (1,20 \pm 0,15 \pm 0,20) \cdot 10^{-3} \text{ фм}^3, \quad (2)$$

намного превосходящий по точности все другие оценки α_n . Сечение рассеяния записывалось в форме (после удаления вкладов резонансов и n, e -рассеяния)

$$\sigma(k) = \sigma(0) + ak + bk^2 + ck^4 \quad (3)$$

(k - волновое число нейтрона, $k \sim \sqrt{E}$), и находились четыре коэффициента полинома (3), из которых a давал значение α_n .

В нашей работе [11] применялся другой и более точный анализ потенциальной части сечения:

$$\sigma(k) = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2(-ka) + \frac{12\pi}{k^2} \sin^2 \delta_1, \quad (4)$$

где δ_1 - фаза р-рассеяния, а длина рассеяния a кроме радиуса рассеяния R содержит вклады далеких и неизвестных резонансов hE и вклад от поляризуемости нейтрона $a_p(1-Q)$. Поляризационная длина $a_p = -0,0392\alpha_n$ фм (α_n в единицах 10^{-3} фм³), а выражения для δ_1 , h и Q можно найти в [11,12].

После того, как в работе [12] коэффициентам «математического» выражения (3) был предан физический смысл, т.е. выражение (4) было разложено в ряд по степеням k вплоть до k^6 , выявились два существенных дефекта работы [3], следствием которых является увеличение систематической ошибки в (2) примерно 0,6 вместо 0,2.

Главная трудность получения α_n из σ_{tot} состоит в точном учете резонансов даже в дважды магическом ядре ²⁰⁸Pb, у которого все резонансы находятся вне области измеренных σ_{tot} . Эта трудность обнаружилась в работах [11], [12], где в подходе, основанном на выражении (4), были получены неожиданно большие значения параметра «хвостов» неучтенных резонансов h . Единственное объяснение этого – очень сильный отрицательный резонанс при энергии –1,91 МэВ за счет известного одночастичного уровня $4s_{1/2}$ с энергией 2,03 МэВ в ядре ²⁰⁹Pb. А так как нейтронная ширина Γ_n этого резонанса практически неизвестна, он должен быть учтен либо косвенно, через параметры b в (3) и h в (4), либо непосредственно, путем добавления к (3) и (4) соответствующих брейт-вигнеровских выражений [12] с подгонкой дополнительного параметра Γ_n , что и было сделано.

Далее рассматривается первый метод извлечения α_n . Он требует измерения угловой зависимости упругого рассеяния, чья асимметрия вперед-назад также

имеет малый вклад от поляризуемости α_n , пропорциональный \sqrt{E} . Этот метод давал лучшие оценки α_n своего времени: $\alpha_n < 20 \cdot 10^{-3}$ фм³ в 1959 г.[13] и $\alpha_n < 6 \cdot 10^{-3}$ фм³ в 1966 г.[14]. Желание возродить метод было выражено в 1983 г.[15], и теперь спектрометр УГРА практически готов.

Главная проблема, конечно, в значительном улучшении точности измерения коэффициента ω_1 в дифференциальном сечении рассеяния (1) по сравнению с прежними ошибками $\Delta\omega_1 = 2 \cdot 10^{-2}$ [13] и $\Delta\omega_1 = 3 \cdot 10^{-3}$ [14]. Однако в этом случае, кроме главного ядерного члена, пропорционального E , необходимо учесть малый член от резонансов, который пропорционален $E^{3/2}$ и является следствием усредненного эффекта s- и p-резонансов.

Математическое моделирование в энергетической области 1-27 кэВ[5]

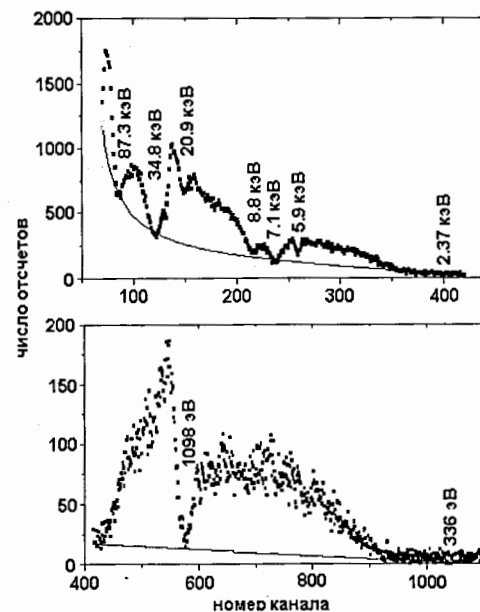


Рис.3.Спектр нейтронов, полученный одним из детекторов в течение 15,5 часов. Ширина каналов 1мкс, угол рассеяния 90°, угол между пластиной урана и направлением пучка 45°.

показывает, что имеется возможность получить точность $\Delta\alpha_n \sim (0,1-0,3) \cdot 10^{-3}$ фм³ при ошибках $\Delta\omega_1$ и $\Delta\omega_2 \sim (2-3) \cdot 10^{-4}$, особенно, если привлечь некоторые данные по средним нейтронным параметрам, а также полным и радиационным сечениям из других экспериментов.

Весьма существенно, что в то время как метод полного сечения применим практически только к ядру ²⁰⁸Pb, любое тяжелое ядро с хорошим усреднением по резонансам и доступное для приготовления

массивного элементарного рассеивателя годится для исследования поляризуемости.

Один из спектров нейтронов, рассеянных пластиной из ^{238}U толщиной 3 мм, показан на рис.3. Экспериментальные точки – разность двух спектров, полученных с рассеивателем в пучке и вне пучка. Глубокие минимумы в спектре соответствуют “черным” резонансам за счет 6 см алюминия и 2,2 см порошка MnO , постоянно находившихся в пучке. Чтобы получить величины σ_s , ω_1 и ω_2 сечения(1), достаточно измерить спектры, подобные рис.3, для трех различных углов θ . Как видно из рисунка, теперь вполне можно рассчитывать на получение данных, по крайней мере, до ~70 кэВ, что существенно снизит ошибку $\Delta\alpha_n$, предсказанную моделированием [5].

Второй физической задачей для спектрометра была следующая. Исследуя смеси спиновых каналов p -резонансов в ^{89}Y , авторы [6] неожиданно обнаружили, что площадь пика резонанса 11.59 кэВ зависит от угла рассеяния θ . Несмотря на то, что при этой энергии, несомненно, существует сильный s -резонанс (сильная интерференция в полном сечении), наблюдались большие коэффициенты анизотропии для образцов двух толщин:

$$0.010b^{-1}: \omega_1 = B_1/B_0 = 0.49 \pm 0.07, \quad \omega_2 = 0.27 \pm 0.08 \quad (5)$$

$$0.019b^{-1}: \omega_1 = 0.86 \pm 0.11, \quad \omega_2 = 0.38 \pm 0.18 \quad (6)$$

Единственным объяснением этого странного факта является небольшая примесь p -волны в s -волновом резонансе. Это предполагалось в [6], в дополнение к указанию на слабый резонанс с $l=1$ вблизи 11.57 кэВ в [16]. Существование такого дублета перекрывающихся s - и p - волнового резонансов со спином $J=0$ для обоих резонансов было подтверждено в [17,18]. Это означает, однако, что система нейтрон плюс ядро переходит в составное ядро и обратно через канал со спином $s = l-1/2 = 0$ (у ^{89}Y $I=1/2$) в случае s - волны и через канал со спином $s = l+1/2 = 1$ в случае p - волны, вследствие чего интерференция между ними отсутствует, и ω_1 должно быть нулевым. Это также означает, что $\omega_2 = 0$, потому что спин p - волнового резонанса $J=0$. Поэтому

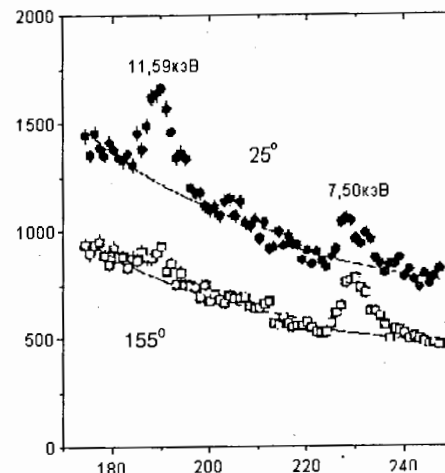


Рис.4. Время-пролетный спектр, полученный одним из детекторов.

На рис.5 показаны отношения площадей резонансов, полученных путем вычитания гладкого фона, для различных углов рассеяния и обоих детекторов.

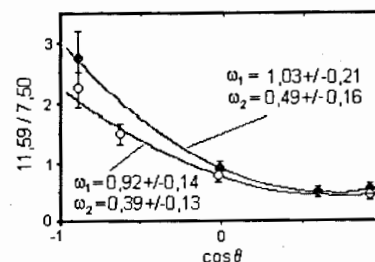


Рис.5. Точки-отношения площадей резонансов. Кривые – их описание с учетом формулы (1) с указанными ω_1 и ω_2 .

имеется сильное противоречие между экспериментальным результатом [6] и $J=0$ для обоих резонансов [17,18].

В попытке получить дополнительную информацию был поставлен эксперимент на спектрометре УГРА. Мишенью служил ^{89}Y , толщиной $0.012b^{-1}$, рассеивающий нейтроны под углами 25, 50, 90, 130 и 155°. Рис.4 показывает некоторые примеры спектров. На рисунке можно видеть два резонанса. Один из них – “нормальный” резонанс s -волны при 7.50 кэВ, который приводит к изотропному рассеянию согласно [6], а другой “аномальный” при 11.59 кэВ.

Подгонка дает ω_1 и ω_2 , усредненные по двум детекторам:

$$\omega_1 = 0.97 \pm 0.13, \quad \omega_2 = 0.44 \pm 0.10 \quad (7)$$

Считая неверным, что оба резонанса дублета имеют нулевые спины, искались подходящие комбинации среди других возможных комбинаций $J_s=0, 1$ и $J_p=0, 1, 2$. Получить теоретически ω_1 и ω_2 можно, используя общее

выражение (36.9) из книги [19]. Оно дает дифференциальное сечение в виде $\sigma(\theta) = B_0 + B_1 \cos \theta + B_2 P_2(\cos \theta)$ для реакции (в частности, упругого рассеяния), проходящей через два перекрывающихся резонанса. Соответствующие

вычисления дают формулы для B_0 , B_1 и B_2 . В первом случае - это просто сумма двух брейт-вигнеровских членов резонансного рассеяния, а две другие есть:

$$B_1 = \frac{1}{2k^2} \cdot \frac{g_p \Gamma_{ns} \cdot \Gamma_{np} \cdot a_1}{\sqrt{(\Delta E_s^2 + \Gamma_s^2/4)(\Delta E_p^2 + \Gamma_p^2/4)}} \cdot \cos \left(2\delta_1 - 2\delta_0 + \arctg \frac{2\Delta E_s}{\Gamma_s} - \arctg \frac{2\Delta E_p}{\Gamma_p} \right), \quad (8)$$

$$B_2 = \frac{1}{4k^2} \cdot \frac{g_p \Gamma_{np}^2 a_2}{\Delta E_p^2 + \Gamma_p^2/4}, \quad (9)$$

где индексы s и p означают, что данная величина принадлежит s - или p -резонансу, k - волновое число нейтрона, ΔE_s и ΔE_p - отклонения энергии нейтрона от энергии резонанса, Γ_{ns} и Γ_{np} - нейтронные ширины, Γ_s и Γ_p - полные ширины, g_p - спиновый фактор, δ_0 и δ_1 сдвиги фаз потенциального s - и p -рассеяния. Параметр a_1 зависит от комбинации спинов J_s/J_p и параметра смеси спиновых каналов κ , т.е. доли канала со спинами $1/2$ в полной нейтронной ширине p -резонанса $\Gamma_{np}^- = \Gamma_{np}^- + \Gamma_{np}^+$:

$$a_1 = \begin{cases} 0 & \text{для } J_s/J_p = 0/0, 0/2 \\ \kappa & \text{для } J_s/J_p = 0/1 \\ 1-\kappa & \text{для } J_s/J_p = 1/1 \\ 1 & \text{для } J_s/J_p = 1/0, 1/2 \end{cases} \quad (10)$$

параметр a_2 зависит только от спина J_p :

$$a_2 = \begin{cases} 0 & \text{для } J_p = 0 \\ (3\kappa - 1)^2/2 & \text{для } J_p = 1 \\ 7/10 & \text{для } J_p = 2 \end{cases} \quad (11)$$

Вычисления B_0 , B_1 и B_2 выполнены для

$$g\Gamma_{ns} = 15,5 \text{ эВ}, \quad g\Gamma_{np} = 3 \text{ эВ}, \quad \Gamma_{ys} = 0,16 \text{ эВ},$$

$$\Gamma_{\gamma p} = 0,545 \text{ эВ как в [18] и сдвиг фазы}$$

взяты из [20]:

$$\delta_0 = -kR',$$

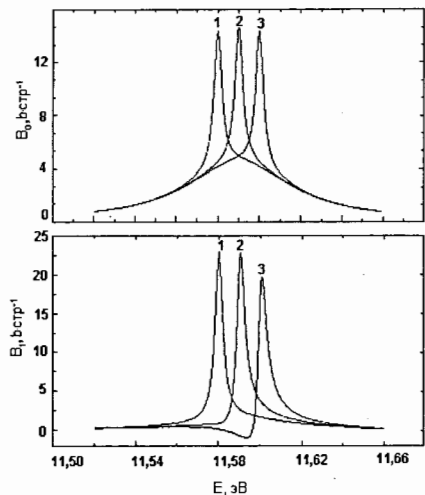


Рис.6. Кривые 1,2,3 для B_0 и B_1 при $E_p = 11,58; 11,59; 11,60$ кэВ соответственно.

$$\delta_1 = -kR + \arctg (kR) + \arcsin \frac{(kR)^3 R_1^\infty}{1 + (kR)^2}$$

$$R' = 7.2 \text{ фм}, \quad R = 6.03 \text{ фм}, \quad R_1^\infty = 0.52$$

(^{89}Y имеет δ_1 с аномальным положительным знаком). Что касается энергий резонансов, в первом приближении они взяты равными $E_s = E_p = 11.59$ кэВ. Примеры расчетных B_0 и B_1 графически даются на рис.6 для $J_s/J_p = 0/1$ для трех различных величин E_p . Что касается B_2 , то кривая $B_2(E)$ - обычная кривая Лоренца с максимумом в E_p , величина которого определена константами g_p и a_2 . Экспериментальная площадь резонанса должна быть пропорциональна интегралу резонансного сечения $\sigma(\theta)$ по энергии E и состоит из трех частей. Соответствующие отношения затем дают $\omega_1 = B_1/B_0$ и $\omega_2 = B_2/B_0$ для сравнения с экспериментальными данными. Интегралы от B_0 и B_2 записаны аналитически:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} B_0 dE = \frac{\pi}{2k^2} \left(\frac{g_s \Gamma_{ns}^2}{\Gamma_s} + \frac{g_p \Gamma_{np}^2}{\Gamma_p} \right), \quad \int_{-\infty}^{+\infty} B_2 dE = \frac{\pi}{2k^2} \frac{g_p \Gamma_{np}^2}{\Gamma_p} \cdot a_2$$

тогда как интеграл $\int B_1 dE$ находился численным интегрированием (8) в достаточно широких пределах. Результаты вычисления показаны в таблице 1 для всех комбинаций спина.

Таблица 1.

J_s/J_p	Area		ω_1	ω_2	χ^2		
	s+p	p			(5)	(6)	(7)
0/0	513.3	80.4	0	0	60.4	65.6	75.1
0/1	506.8	73.9	$0 \div 0.576$	$0.073 \div 0 \div 0.292$	1.6	6.9	11.4
0/2	501.4	68.5	0	0.098	53.6	63.6	67.4
1/0	511.7	80.4	0.382	0	13.8	23.3	39.9
1/1	505.3	73.9	$0.509 \div 0$	$0.073 \div 0 \div 0.292$	6.1	13.1	26.1
1/2	499.8	68.5	0.555	0.098	5.5	10.1	21.9

Площади под кривыми $B_0(E)$ даны отдельно для двух резонансов и для одного p -резонанса. Величины ω_1 и ω_2 при $J_p = 1$ показаны как два их экстремальных значения для ω_1 и три для ω_2 , определенные согласно (10) и

(11) в порядке увеличения κ . Стоит обратить внимание на то, что, если ω_2 умножить на отношения чисел во второй и третьей колонках таблицы, то $\omega_2=0.073, 0.292$ для $J_p=1$ и $\omega_2=0.098$ для $J_p=2$, станут фактически равными 0.5, 2.0 и 0.7, что является точными величинами для отдельного резонанса в соответствии с (11).

Три комбинации $J/J_p=0/0, 0/2, 1/0$ дают нулевые значения ω_1 и (или) ω_2 , поэтому должны быть отклонены, в то время как остальные три комбинации могут быть приняты к рассмотрению. Судя по экспериментальным значениям ω_1 , все три принятые комбинации возможны, если $\kappa=1$ для 0/1 и $\kappa=0$ для 1/1, что следует из (8) и (10). Это означает, однако, что комбинация 1/1 наименее вероятна из-за довольно малой величины ω_2 при $\kappa=0$. Приемлемость всех комбинаций спинов формально выражена последними колонками в таблице как χ^2 для каждой пары ω_1 и ω_2 (5)-(7). Они показывают степень соответствия экспериментальных и теоретических ω_1 и ω_2 для вышеупомянутых κ при $J_p=1$. Несмотря на существенное отклонение (5) от (6) и (7), все величины ω_1 и ω_2 отличны от нуля и дают минимумы χ^2 для одной и той же комбинации спинов.

Таким образом, наиболее подходящая комбинация - $J/J_p=0/1$. Два обстоятельства говорят в пользу такого выбора. Первое связано с максимумом в сечении резонанса $\sigma_0 = 4\pi g\Gamma_n/(k^2\Gamma)$, который при $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$ пропорционален g : $\sigma_0 = 56,168,260$ барн при 11.59 кэВ для $J=0, 1, 2$ соответственно. В [18] мы видим острый пик около 55 барн при этой энергии. Второе обстоятельство связано с параметром смеси спиновых каналов κ . Эта величина была определена в [6] для десяти р- волновых резонансов ^{89}Y с $J_p=1$. Шесть резонансов имеют $\kappa \geq 0.8$, а другие четыре имеет с одной и той же вероятностью или $\kappa = 0.6$, или $\kappa = 0.05$. Таким образом, комбинация 0/1 с $\kappa = 1$ более вероятна, чем вариант 1/1 с $\kappa = 0$.

В заключение необходимо сказать, что мы имеем уникальную смесь s - и p - волновых состояний в ядре ^{90}Y . Различие между ними $|E_s - E_p| \leq 10$ эВ - значительно меньше, чем их ширины. Поэтому дублет мог бы служить

объектом для экспериментальных и теоретических исследований по несохранению четности. Тем более что это ядро имеет только один нейтрон вне замкнутой оболочки с $N=50$ и только один протон вне заполненной подоболочки с $Z=38$.

Третий эксперимент был выполнен с ураном [21]. Из-за важности ^{238}U для ядерной технологии его полное сечение, σ , и сечение радиационного захвата σ_γ измерялось много раз. Однако нам известны только две публикации, касающиеся сечения упругого рассеяния σ_s для ^{238}U : в [22] σ_s измерено только в районе резонанса 6.67 эВ, а в [23] были получены для многих резонансов только рассеивательные площади.

Между тем, определенный интерес представляют чрезвычайно малые σ_s в интерференционных провалах s-резонансов четно-четных ядер в связи с возможными исследованиями неядерных вкладов в нейтронных взаимодействиях [24, 25].

В эксперименте использовались рассеиватели из металлического урана, обедненного изотопом ^{235}U , диаметром 195мм с толщинами 1 и 3 мм. Измерялось рассеяние на углы $\theta = 25^\circ, 90^\circ$ и 155° . Из-за плохого разрешения были выбраны для анализа только три низкоэнергетических резонанса. Соответствующие спектры показаны на рис.7 для двух толщин nd и двух углов рассеяния θ . Бросаются в глаза сильные искажения обычной формы сечения с резонансами, особенно при $\theta=25^\circ$. Благодаря сильной конкуренции со стороны захвата, резонанс 6,674 эВ выглядит даже слабее потенциального рассеяния. В таких условиях было бы бесполезным пытаться получить хорошую подгонку по всему резонансу с несовершенной поправочной функцией $\gamma(E, \alpha, \beta)$ (α -угол входа, β -угол выхода нейтрона относительно нормали к образцу), которая, годится для описания "крыльев" резонансов. Это подтверждают гладкие кривые на рис.7. Главная задача - получить экспериментальные значения $\sigma_s(E)$ около интерференционных минимумов, находящихся при $E_{\min} = E_0 - \Gamma_n/(2kR)$ (Γ_n и k при $E=E_0$). В окрестностях резонансов спектр отсчетов в каналах может быть записан так:

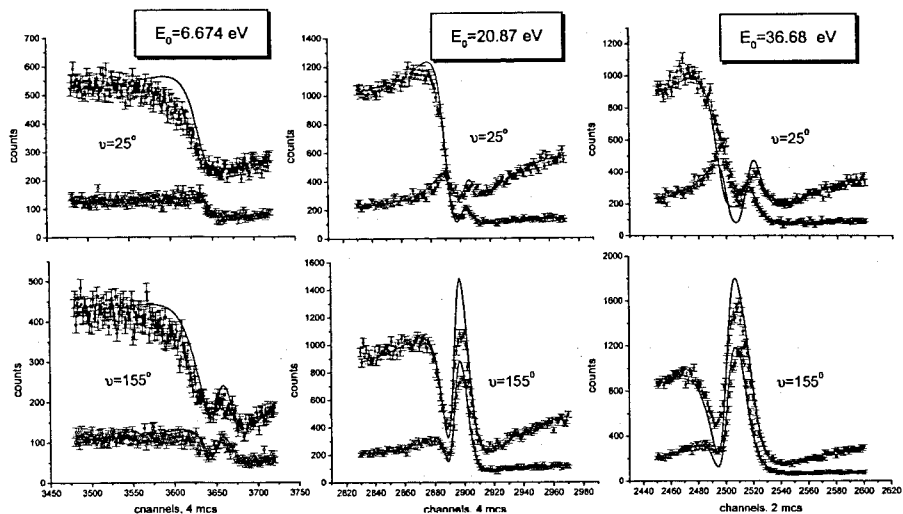


Рис.7. Время-пролетные спектры нейтронов, рассеянных ^{238}U . Верхний спектр на каждой диаграмме соответствует образцу с $nd=0,0144b^{-1}$ и $\alpha=45^\circ$ (120 часов измерения), нижний спектр соответствует $nd=0,0048b^{-1}$ и $\alpha=0^\circ$ (96 часов измерения). Сплошные линии – подгонки к крыльям резонансов (30-50 каналов слева и 50-80 каналов справа).

$$N_i = C\sigma_{si}\gamma_i + B, \quad (12)$$

где C – пока неизвестная константа, а B известно из подгонок кривых на рис.7. Тогда, если известно σ_{sm} при некоторой энергии E_m , соответствующей каналу m , имеет место следующее:

$$\sigma_{si} = \frac{N_i - B}{N_m - B} \cdot \frac{\gamma_m}{\gamma_i} \cdot \sigma_{sm} \quad (13)$$

(константа C сократилась), что и решает задачу. Были выбраны три энергии E_m на “крыльях” резонансов со стороны больших энергий, и для них найдены из хорошо известного файла JENDL-3 опорные сечения σ_{sm} (см.табл.2).

Таблица 2.

E_0, eV	E_{min}, eV	E_m, eV	σ_{sm}, b
6.674	6.525	8.05	11.2
20.87	20.28	23.05	14.2
36.68	35.29	39.50	23.7

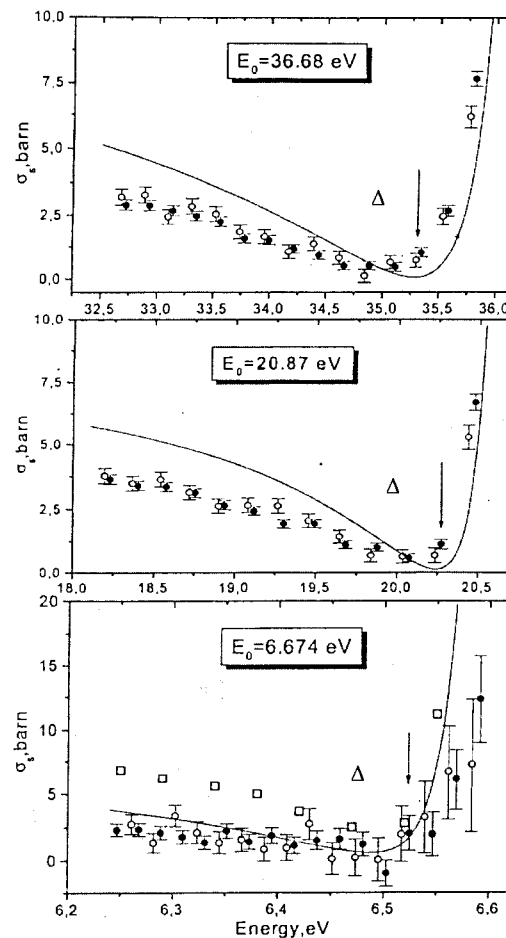


Рис.8. Сечение рассеяния около резонансов. Черные точки соответствуют измерению с $\theta=155^\circ$, светлые – измерению с $\theta=90^\circ$

Нужные σ_{si} вычислены по формуле (13), которые как функции энергии изображены на рис.8. Основания имеющихся там треугольников равны удвоенной полуширине локальной функции разрешения, а стрелками показаны теоретические позиции E_{min} (без учета эффекта Допплера) минимумов σ_s . Сплошные линии на рисунке – расчетные результаты из файла JENDL-3, квадраты для резонанса 6,674 эВ – оценка результатов [22]. Во всех минимумах σ_s не превышает $\sim 0,5b$, и это не противоречит заключениям оценщиков.

В заключении дается

перечень основных результатов, описанных в диссертации, а

также перспективы дальнейших научных исследований на спектрометре УГРА.

Работы, положенные в основу диссертации.

1. Alexandrov Yu.A., Enik T.L., Mitsyna L.V., Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S., Koester L., Washkowski W., Krivenko V.G., Murzin A.V., Vorona P.N., Prokofievs P., Tamberg. Recent news of neutron polarizability investigations. ISINN-2, JINR E3-94-419,p.29-32, Dubna, 1994.

2. Enik T.L., Mitsyna L.V., Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S., Prokofievs P., Murzin A.V., Washkowsky W. Precise measurements of σ_{tot} for ^{208}Pb . ISINN-3, JINR E3-95-307, p.238-242, Dubna, 1995.
3. Enik T.L., Mitsyna L.V., Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S. Specifications for deriving neutron electric polarizability from the total cross sections of ^{208}Pb . Препринт ОИЯИ, ЕЗ-96-102, Дубна, 1997; Ядерная физика, 1997, т.60, №4, с.648-651; Physics of Atomic Nuclei, 1997, v.60, №4, p.567-570.
4. Воронов Б.И., Еник Т.Л., Ермаков В.А., Константинов В.И., Литвиненко Е.И., Мицына Л.В., Самосват Г.С., Смирнов А.А., Трепалин В.А., Харьюзов Р.В. Нейтронный спектрометр УГРА: устройство и некоторые характеристики. Сообщение ОИЯИ, P13-97-36, Дубна, 1997.
5. Enik T.L., Kharjuzov R.V., Litvinenko E.I., Mitsyna L.V., Samosvat G.S. First investigation on UGRA spectrometer. ISINN-5, JINR E3-97-213, p.261-268, Dubna, 1997.
6. Еник Т.Л., Мицына Л.В., Самосват Г.С., Смирнов А.А., Харьюзов Р.В. Нейтронный спектрометр УГРА: работа в вакууме и расчет паразитных рассеяний. Сообщение ОИЯИ, P13-97-372, Дубна, 1997.
7. Enik T.L., Kharjuzov R.V., Mitsyna L.V., Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S. Anomalous Neutron Scattering on the Resonance Doublet 11.59keV in ^{89}Y . ISINN-6, JINR E3-98-202, p.186-193, Dubna, 1998.
8. Enik T.L., Kharjuzov R.V., Mitsyna L.V., Samosvat G.S. The UGRA spectrometer for the measurement of the electric polarizability of the neutron. Nucl. Instruments and Methods in Physics Research, A, 2000, v.440, p.777-780.
9. Enik T.L., Mitsyna L.V., Samosvat G.S. Investigation of interference minima near s-wave resonances of ^{238}U . ISINN-8, JINR E3-2000-192, p.371-376, Dubna, 2000.

Литература

1. Самосват С. Исследования анизотропии упругого рассеяния промежуточных нейтронов. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук, ОИЯИ, 3-88-12, Дубна, 1988.
2. Самосват Г.С. Исследования р-волнового рассеяния нейтронов ядрами. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1995, т.26, в.6, с.1567-1596.
3. Schmiedmayer J., Riehs P., Harvey J.A., Hill N.W. Measurement of the electric polarizability of the neutron. Phys.Rev.Lett., 1991, v.66, no.8, p.1015-1018.
4. Kossert K., et al. 23 authors. Neutron polarizabilities investigated by quasifree compton scattering for the deuteron. Phys.Rev.Lett., 2002, v.88, n.16, p.162301.
5. Александров Ю.А., Самосват Г.С. Поляризуемость нейтрона. VI Международная школа по нейтронной физике, Алушта, 1990. ОИЯИ, ДЗ 14-91-154, Дубна, 1991, с.187-193.
6. Николенко В.Г., Самосват Г.С. Определение вкладов спиновых каналов в р-резонансах ^{89}Y . Ядерная физика, 1976, т.23, в.6, с.1159-1164; Contributions of spin channels in neutron p-resonances of ittrium. In: Proc.Eur.Top Conf. Smolenice, 1982, p.373-376.
7. Воронов Б.И., Еник Т.Л., Ермаков В.А., Константинов В.И., Литвиненко Е.И., Мицына Л.В., Самосват Г.С., Смирнов А.А., Трепалин В.А., Харьюзов Р.В. Нейтронный спектрометр УГРА: устройство и некоторые характеристики. Сообщение ОИЯИ, P13-97-36, Дубна, 1997.
8. Александров Ю.А., Дорчоман Д., Сэрээтэр Ж., Самосват Г.С., Цой Ген Сор. Упругое рассеяние нейтронов свинцом в области энергии до 7,5 кэВ. Программа и тезисы докладов XV ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Минск, 1965г. Издательство "Наука", с.83.
9. Самосват Г.С. Ядерная физика, 1970, т.11, с.1152-1163
10. Вагов В.А., Ермаков В.А., Зимин Г.Н., Зо Ин Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. Сообщение ОИЯИ P3-82-770, Дубна, 1982.

11. Enik T.L., Mitsyna L.V., Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S., Prokofievs P., Murzin A.V., Washkowsky W. Precise measurements of σ_{tot} for ^{208}Pb . ISINN-3, JINR E3-95-307, p.238-242, Dubna, 1995.
12. Enik T.L., Mitsyna L.V., Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S. Specifications for deriving neutron electric polarizability from the total cross sections of ^{208}Pb . ЯФ, 1997, т.60, №4, с.648-651; Physics of Atomic Nuclei, 1997, v.60, №4, p.567-570;; ISINN-4, JINR E3-96-336, p.205-210, Dubna, 1996.
13. Thaler R.M. Phys.Rev., 1959, v.114, p.827.
14. Александров Ю.А., Самосват Г.С., Сэрээтэр., Цой Ген Сор. Письма в ЖЭТФ, 1966, т.4, с.196-200.
15. Samosvat G.S. J.de Phys., 1984, v.445, p.C3-51-53.
16. Morgenstern J., Alves R.N., Julien J., Samour C. Nucl.Phys., 1969, v.A123, p.561.
17. Boldeman J.W., Allen B.J., A.R. de L.Musgrove, Macklin R.L. Nucl. Sci. Eng., 1977, v.64, p.744.
18. Agraval H.M., Garg J.B., Harvey J.A. Nucl.Phys., 1989, v.A501, p.18.
19. Devons S., Goldfarb L.J.B.In: Handbuch der Physik. Band XVII, Springer-Verlag, 1957.
20. Попов А.Б., Самосват Г.С. Краткие сообщения ОИЯИ, №18-86, с.30, Дубна, 1986.
21. Enik T.L., Mitsyna L.V., Samosvat G.S., Sinitza V.V. Investigation of interference minima near s-wave resonances of ^{238}U . ISINN-8, JINR E3-2000-192, p.371-376, Dubna, 2000.
22. Staveloz P., Poortmans F., Mewissen L., Cornelis E. Nucl.Sci.Eng., 1978, v.66, p.349.
23. Asghar M., Chaffey C.M., Мохон М.С. Nucl. Phys., 1966, v.85, p.305
24. Александров Ю.А. ОИЯИ 3-3442, Дубна, 1967, с.112.
25. -Mitsyna L.V., Popov A.B., Samosvat G.S. Письма в ЖЭТФ, 1999, т.77, с.171-174 (JETP Let., 1999, v.70, p.165-169).