

Б-649

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

**Бирюнов
Сергей Александрович**

**ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСОХРАНЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ
ЧЕТНОСТИ В НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ**

**Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц**

**Автореферат диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук**

Дубна, 1994

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы.

Первое сообщение о несохранении чётности (PV) в нейтронной оптике появилось в работе Форте и др., 1980. Наблюдалось вращение спина пучка продольно поляризованных нейтронов вокруг вектора импульса при пропускании через толстый образец. Этот эффект предсказывался в работе Мишеля (1984), но измеренный эффект оказался неожиданно большим. Появились даже попытки объяснить его при помощи нового типа взаимодействия. Другие объяснения (Кадменский и Фурман - 1982, Сушнов и Фламбаум - 1980, Зарецкий и Сироткин - 1983) предполагали различные механизмы усиления P- нечётных эффектов в ядре.

В 1983 году об открытии очень большого (10^{-2} - 10^{-1}) P- нечётного эффекта в r- волновых резонансах компаунд- ядра сообщила группа Алфименнова, ЛНФ ОИЯИ. Эти результаты интерпретировались в терминах потенциала слабого взаимодействия нейтрона с ядром. Наилучшее объяснение наблюдаемой величины усиления P- нечётных эффектов давала модель смешивающихся по чётности компаунд- состояний (Сушнов и Фламбаум - 1980). Однако другие теоретические модели (Зарецкий и Сироткин - 1983) также давали правильную энергетическую зависимость эффекта в области r- резонанса. Существенное различие в их предсказаниях относилось лишь к статистическим свойствам смешивающихся матричных элементов, измеренных для ансамбля резонансов.

В работе Бунакова и др. (1989) содержится следующее утверждение: "Прямое сравнение теории с экспериментом требует хорошей статистики по феноменологическим матричным элементам для данного ядра, что вряд ли доступно в ближайшем будущем".

Использование данных измерений типа тех, что были проведены в ОИЯИ, для изучения слабого нуклон- нуклонного взаимодействия выглядело проблематично из-за очень сложной структуры компаунд- резонансов.

Однако в настоящее время нарушение симметрии в хаотических компаунд- ядерных системах вызывает значительный интерес (в особенности, механизмы усиления P- нечётных эффектов в таких системах) в связи с поисками T- инвариантных эффектов.

В работах Адельбергера и Ханстона - 1985, Френча - 1989, Джонсона и др. - 1991 сообщается о попытках извлечь информацию о матричных элементах слабого нуклон- нуклонного взаимодействия при низких энергиях из статистических данных о матричных элементах нарушающего чётность нуклон- ядерного гамма-излучения в сложных ядрах.

Таким образом, приобрело актуальность развитие методики,

Работа выполнена в Отделении Общей и Ядерной Физики Института атомной энергии имени И. В. Курчатова.

Научный руководитель :

доктор физико-математических наук,
главный научный сотрудник

Мостовой В. И.

Официальные оппоненты :

доктор физико-математических наук,
главный научный сотрудник

Пинельнер Л. Б.

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Барabanов А. Л.

Ведущая организация :

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва.

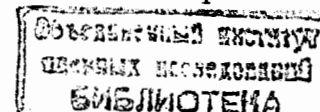
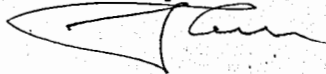
Защита диссертации состоится "26" апреля 1995 года в "13" на заседании специализированного совета при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций Объединённого института ядерных исследований, город Дубна, Московская область.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат расослан "16" марта 1995 года.

Учёный секретарь специализированного совета :

/ Таран Ю. В. /



позволяющей вести измерения P -нечётной асимметрии на ансамбле p -резонансов одного ядра в широкой области энергий нейтронов.

Цель исследования

В соответствии с вышеизложенным, данная работа была направлена на разработку методики, позволяющей вести измерения эффектов несохранения чётности в широком интервале энергий нейтронов, с целью селекции возможных механизмов усиления этих эффектов и использования результатов для изучения потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия.

Методика измерений и основные экспериментальные установки

Для решения поставленной задачи при активном творческом участии соискателя в 80-е годы был создан времяпролётный спектрометр поляризованных резонансных нейтронов (СПРН) на базе ЛУЭ-60 ИАЭ им. И. В. Курчатова "Фанел", превосходивший по параметру "качества" аналогичные действующие установки.

Продольная поляризация нейтронов достигалась пропусканием вновь специально созданную поляризованную протонную мишень (ППМ) - охлаждённые до 1.5 К шарик из этилен-гликоля с примесью парамагнитных ионов Cr^{5+} . Динамическая поляризация протонов достигалась СВЧ-накачкой в магнитном поле 27 килоэрстед сверхпроводящего соленоида, также специально разработанного в ИАЭ.

Для регистрации радиационного захвата нейтронов был применён специально разработанный для этого эксперимента при активном участии соискателя V -сцинтилляционный 4π -детектор множественности на основе кристаллов $NaI(Tl)$.

Управление системой переворота спина, переключение буферов памяти, сортировка событий и накопление спектров, статистический контроль и первичная обработка информации в режиме "on-line" осуществлялись системой автоматизации эксперимента, специально разработанной соискателем при содействии сотрудников измерительно-регистрационного центра объекта "Фанел".

Научная новизна работы

Впервые проведены измерения P -нечётной асимметрии в нейтронных p -резонансах с ППМ в качестве анализатора слабой p -нечётной поляризации. Эти измерения стали первой проверкой результатов пионерской работы группы ЛНФ ОИЯИ для p -резонансов $La-139$ ($E=0.75$ эВ) и $Sn-117$ ($E=1.33$ эВ).

Создана светосильная методика измерения P -нечётных эффектов в радиационном захвате в широкой области энергий нейтронов. Её работоспособность проверена в измерениях с изотопами $Cd-111$ и $U-238$ до энергий нейтронов около 400 эВ. При этом статистически значимый эффект (около 4 стандартных отклонений) получен для p -резонанса $Cd-111$ ($E=4.53$ эВ).

Это первый эффект, полученный в p -резонансе в канале радиационного захвата. Он подтвердил вник и величину эффекта, полученные в измерениях пропускания группой ОИЯИ.

Научная и практическая ценность работы

Создан уникальный СПРН с высокой разрешающей способностью. Показана перспективность измерения P -нечётных эффектов в нейтронных резонансах в канале радиационного захвата с помощью многосенционного сцинтилляционного детектора для получения данных в широкой области энергий.

Созданная методика опередила на 7 лет мировую практику: лишь в мае 1993 Лос-Аламосская группа сообщила о планируемом переходе на такую методику.

Положения и результаты, вынесенные на защиту

1. Создан спектрометр высокого разрешения по времени пролёта для измерений с поляризованными резонансными нейтронами, базирующийся на импульсном линейном уснорителе "Фанел" (энергия усноренных электронов 60-МэВ) и поляризованной протонной мишени (ППТ).
2. Впервые ППТ использовалась как поляриметр для измерений слабой P -нечётной поляризации первоначально неполяризованного пучка нейтронов в окрестности p -резонанса. Такая схема измерений, впервые применённая в исследованиях с тепловыми нейтронами в ИАЭ, позволила повысить "светосилу" нашего спектрометра более чем вдвое по сравнению со схемой, использующей ППТ как поляризатор нейтронов и применявшейся Дубненской группой.
3. Этим методом были измерены величина и энергетическая зависимость P -нечётного дихроизма в низкоэнергетических p -резонансах $La-139$ и $Sn-117$. Эти измерения подтвердили результаты работы ЛНФ ОИЯИ. Они также находятся в хорошем согласии с выводами модели смешивающихся композит-состояний Сушнова и Фламбаума и с результатами измерений вращения спина нейтронов группой Форте в институте Лауэ-Ланжевена (Гренобль).
4. Был впервые применён новый метод исследования P -нечётных эффектов в нейтронных резонансах: измерения P -нечётной асимметрии в резонансном сечении радиационного захвата σ_{γ} многосенционным $NaI(Tl)$ 4π -детектором с использованием ППТ в качестве источника продольно-поляризованных резонансных нейтронов;
5. С помощью этого метода впервые были начаты измерения P -нечётной асимметрии в σ_{γ} на ансамбле резонансов в диапазоне энергий нейтронов 0-500 эВ. Было измерено значение P -нечётной асимметрии в p -волновом резонансе $Cd-111$ (резонансная энергия 4.53 эВ) для радиационного захвата. Обсуждаются первые результаты, полученные этим методом для $Cd-111$ и $U-238$, совместно с результатами более поздней работы группы Д. Боумана, Лос-Аламос, по $U-238$.

Апробации работы и публикации

Основные результаты, изложенные в диссертации, докладывались на Конференции по проблемам сильных и слабых взаимодействий и гравитации (Москва, 7-10 апреля 1987), на I Международной конференции по нейтронной физике (Киев, 14-18

сентября 1987), на Международной конференции по несохранению чётности в ядерных реакциях (Дубна, 4-7 мая 1993).

Основные результаты, включённые в диссертацию, опубликованы в девяти печатных работах, список которых приведен в конце данного автореферата.

Объём и структура диссертации

Диссертационная работа включает в себя резюме, 3 главы, введение, выводы, 5 приложений и список литературы (71 ссылка) - на 130 страницах печатного текста, включая 23 рисунка (из них 2 - в Приложении I) и 12 таблиц.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Работе предпослано "Резюме", в котором обосновывается актуальность работы и приводятся её основные результаты.

В первой главе ("Введение") кратко рассматривается история открытия несохранения пространственной чётности в слабых взаимодействиях. Вводится понятие фактора усиления P-нечётных эффектов в ядерных процессах. Обсуждаются кинематическое, структурное и динамическое усиление. Показано, как, благодаря наличию этих механизмов усиления, в первых экспериментах по поиску $(\vec{s}_n \cdot \vec{p}_\gamma)$ и $(\vec{p}_\gamma \cdot \vec{s}_\gamma)$ - корреляций удалось продемонстрировать существование несохраняющей чётности взаимодействия между нуклонами в ядре. Сделан обзор содержания диссертации, начиная с обзора экспериментов по поиску эффектов несохранения пространственной чётности в нейтронной оптике.

Во второй главе кратко очерчена история обнаружения первых P-нечётных эффектов в экспериментах с тепловыми нейтронами и прослежена эволюция понимания природы большого усиления таких эффектов:

- открытие группой Форте первого P-нечётного эффекта в нейтронной оптике - P-нечётного вращения спина нейтрона (рассматривается в разделе 2.1),
- проверка этого результата в исследованиях P-нечётного дихроизма для тепловых нейтронов (рассматривается в разделе 2.2) и теоретическая дискуссия о природе открытого явления,
- открытие в ЛНФ ОИЯИ, Дубна, "аномально" больших P-нечётных эффектов в резонансной области (этот эксперимент рассматривается в разделе 2.4) как результат проверки предложенной модели смешивания слабым взаимодействием компаунд-состояний различной чётности (раздел 2.3).

В третьей главе диссертации описаны эксперименты по поиску P-нечётных эффектов в нейтронной оптике, проводившиеся в ЛНФ ОИЯИ КИАЭ. Они были направлены на создание метода измерений P-нечётной зависимости нейтронного сечения от спиральности нейтронов в широкой области энергий. Метод должен обеспечить высокое разрешение на ансамбле резонансов одного и того же ядра и в итоге дать информацию о статистике

P-нечётной зависимости нейтронного сечения от спиральности нейтронов в широкой области энергий. Метод должен обеспечить высокое разрешение на ансамбле резонансов одного и того же ядра и в итоге дать информацию о статистике смешивающих матричных элементов.

В качестве источника нейтронов использовался импульсный линейный ускоритель электронов ИАЭ им. Курчатова "Фанел". Его параметры: средняя мощность 10 кВт, частота посылок 550 гц, длительность электронного импульса 0.3 мксен, энергия электронов 60 МэВ. Этим параметрам соответствует поток фотонейтронов из урановой мишени около $4.2 \cdot 10^{18}$ (сен · 4π)⁻¹. Быстрые нейтроны замедлялись до нужных энергий, проходя сквозь замедлитель Be + CH₂. Он был оптимизирован на максимальный поток в области 1 эВ при времени замедления около 2 мксен. Селекция нейтронов по энергиям осуществлялась методом времени пролёта, основные особенности которого рассматриваются в приложении III (III-1).

В разделе 3.1 рассмотрены измерения P-нечётной зависимости полного нейтронного сечения от спиральности нейтронов для изотопов La-139 (p-резонанс при энергии E_p = 0.73 эВ) и Sn-117 (E_p = 1.33 эВ).

Если рассматривается только смешивание состояний с орбитальными моментами нейтрона l=0 и l=1 (s- и p-уровни), то модель смешивания по чётности компаунд-состояний (раздел 2.3) даёт, в двухуровневом приближении, следующее выражение для разности полных нейтронных сечений, отвечающих нейтронам с противоположными спиральностями:

$$\Delta\sigma = A(E) [(E-E_s)\Gamma_p + (E-E_p)\Gamma_s] \quad (1)$$

где

$$A(E) = \frac{4\pi g}{k^2} W_{sp} \frac{\sqrt{\Gamma_s^n(E) \Gamma_{p1/2}^n(E)}}{[(E-E_s)^2 + (\Gamma_s/2)^2][(E-E_p)^2 + (\Gamma_p/2)^2]} \quad (2)$$

E - энергия нейтрона, k - его волновое число,

g - статистический множитель, E_s, Γ_s, Γ_sⁿ - положение, полная и нейтронная ширины s-резонанса,

E_p и Γ_p - положение и полная ширина p-резонанса,

Γ_{p1/2}ⁿ - доля нейтронной ширины p-резонанса, отвечающая каналу с полным нейтронным моментом j=1/2,

W_{sp} - матричный элемент, отвечающий амплитуде перехода между соседними s- и p-компаунд-состояниями.

В соответствии с (1), величина Δσ достигает наибольших значений в окрестности p-резонанса, где выражение (1) может быть упрощено:

$$\sigma_p(E) = \frac{\pi}{k^2} \frac{g \Gamma_p^n(E) \Gamma_p}{(E - E_p)^2 + (\Gamma_p/2)^2} \quad (5)$$

Схема нашего эксперимента по измерению P -нечётной асимметрии полного нейтронного сечения приведена на рис. 1. Она была следующей: неполяризованные нейтроны проходили сквозь исследуемый образец. Вследствие P -нечётной зависимости полного нейтронного сечения от спиральности нейтронов пучок поляризовался. Поляриметром, анализирующим эту слабую поляризацию, служила поляризованная протонная мишень (ППМ) на основе этилен-гликоля с малой добавкой (2.5-3.0 %) парамагнитных ионов Cr^{3+} . В приложении IV рассмотрены метод динамической поляризации ядер (IV-1), устройство ППМ (IV-1) и её использование как в качестве поляризатора нейтронов (IV-2), так и в качестве нейтронного поляриметра (IV-3).

P -нечётная асимметрия сечения для нейтронов различной спиральности выражается величиной

$$P = (\sigma_+ - \sigma_-) / (\sigma_+ + \sigma_-), \text{ где } \sigma_{\pm} \text{ - нейтронные сечения для нейтронов различной спиральности.}$$

Существование такой асимметрии приводит к двум эффектам:

- 1) асимметрия пропускания продольно-поляризованных нейтронов противоположных спиральностей;
- 2) появление продольной поляризации в первоначально неполяризованном пучке после его пропускания через неполяризованный образец.

Первый эффект использовался в экспериментах ЛФ ОИЯИ. Измерялась асимметрия пропускания:

$$\epsilon = (1/f) (N_+ - N_-) / (N_+ + N_-)$$

В таких измерениях первоначально поляризованный нейтронный пучок проходит через поляризатор, и после этого поляризованный пучок проходит сквозь исследуемый образец в нейтронный детектор. Образец играет роль поляриметра с анализирующей способностью

$$f_a = - \text{th} [n(\sigma_+ - \sigma_-)/2],$$

где n - толщина образца.

В этом случае выполняется равенство $f_a = \epsilon$.

Изменение сечения, вызванное слабым взаимодействием, очень мало: $n|\sigma_+ - \sigma_-| \ll 1$, и без потери точности можно записать:

$$f_a = - n (\sigma_+ - \sigma_-) / 2$$

$\sigma_+ + \sigma_- = 2 \cdot \sigma_p$, где σ_p - сечение для неполяризованных нейтронов вблизи p - резонанса. Таким образом,

$$P = - \frac{1}{n \sigma_p} \epsilon = - \frac{1}{n \sigma_p} \frac{1}{f_n} \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$$

Измерения P могут быть основаны на втором эффекте, как это было предложено Стодольским в 1974 г. (в 1984 г. эта идея была реализована в ИАЭ в измерениях на тепловых нейтронах, но не использовалась в резонансной области).

В этом случае, как показано на рис. 1, неполяризованный пучок нейтронов проходит через образец, систему реверса спиралиности, монитор, ППМ как анализатор возникшей слабой поляризации (поляриметр) и попадает в детектор. Как показано в приложении IV-3, в этом случае выполняется соотношение

$$P = - \frac{1}{n \sigma_p} \frac{1}{f} \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$$

для определения P из эксперимента, где f - анализирующая способность ППМ. Эта схема была выбрана для измерений P , т. к. она дала возможность приблизить детектор и ППМ к нейтронному источнику с соответствующим выигрышем в светосиле, и существенно упростить систему реверса и проводки спина. Вопрос об оптимальной толщине образца для таких измерений рассмотрен в приложении III-2.

Пропускание поляризованных нейтронов сквозь образцы La-139 и Sn-117 в окрестности их низколежащих p -волновых резонансов измерялось с помощью детектора, состоявшего из 30 пропорциональных He-3 -счётчиков.

Для компенсации временных нестабильностей направление спина нейтронов во время измерений периодически реверсировалось. Для поворота спина на угол π было использовано явление прецессии магнитного момента в магнитном поле. Частота прецессии

$$\omega_{pr} = - 2 \frac{\mu_n}{\hbar} B,$$

где $B = \mu_0 H$, H - магнитное поле, μ_n - магнитный момент нейтрона, μ_0 - магнитная проницаемость вакуума. Такой спин-флиппер очень компактен и использует сравнительно низкие поля, но требует настройки на определённую энергию нейтронов.

Полное время измерений величины P составило 100 часов: 28 часов с образцом La и 72 часа с образцом Sn .

Средняя величина анализирующей способности ППМ была рассчитана из её измеренной проворачивности для нейтронов с $E_n > 1$ эВ. Она составляла $f = 0.50 \pm 0.01$ для измерений с La и $f = 0.45 \pm 0.01$ для измерений с Sn . Различие выявлено нестабильностью работой криогеники.

На рис. 2 представлены центры относительных равностей $(N_+ - N_-) / (N_+ + N_-)$ для унаванных образцов.

P -нечётная асимметрия сечения в p -волновом резонансе рассчитывалась двумя способами:

- 1) подгонка кривой Брейта-Вигнера с учётом Допплер-эффекта к спектрам относительных равностей методом наименьших квадратов (Приложение V-1).

Экспериментальное разрешение ΔE_n включалось в "эффективное" доплеровское уширение:

$$D_{eff} = \sqrt{D^2 + (\Delta E_n / 2 \sqrt{\ln 2})^2}$$

Здесь D - "доплеровская ширина" резонансной линии, т. е. резонансное уширение, вызванное тепловым движением атомов образца.

2) интегральная обработка спектра относительных равностей с использованием равенства:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{1+x^2} = \pi, \quad \text{или}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathcal{P}(E_p) dE}{1 + \left(\frac{E-E_p}{\Gamma/2}\right)^2} = \pi \frac{\Gamma}{2} \mathcal{P}(E_p), \quad \text{и}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{f} \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} dE = -n\sigma_p \mathcal{P}(E_p) \pi \frac{\Gamma}{2}$$

(вопрос о влиянии конечных пределов интегрирования на точность расчёта $\mathcal{P}(E_p)$ для доплеровски-уширенной

резонансной линии рассмотрен в приложении V-2).

Эти два подхода привели к следующим значениям $\mathcal{P}(E_p)$:

МНК-подгонка: для La-139 $\mathcal{P}(E_p) = (74 \pm 6) \cdot 10^{-3}$

для Sn-117 $\mathcal{P}(E_p) = (75 \pm 13) \cdot 10^{-4}$

"интегральный" метод: для La-139 $\mathcal{P}(E_p) = (78 \pm 6) \cdot 10^{-3}$

для Sn-117 $\mathcal{P}(E_p) = (79 \pm 13) \cdot 10^{-4}$.

Окончательно были приняты средние значения:

для La-139 ($E_p = 0.75$ эВ) $\mathcal{P}(E_p) = (76 \pm 6) \cdot 10^{-3}$

для Sn-117 ($E_p = 1.33$ эВ) $\mathcal{P}(E_p) = (7.7 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}$

Присутствие в естественном лантане 0.089 % La-139 с s-резонансом при $E_s = 2.99$ эВ даёт возможность провести контрольные измерения с исследуемым образцом в рабочих условиях (Р-нечётный эффект в s-резонансе должен быть подавлен в $\sim \sqrt{\Gamma_p^n / \Gamma_s^n}$ раз если смешивание s- и p-уровней

компаунд-ядра имеет место). Результат такого контрольного измерения

$$\mathcal{P}(E_s = 2.99 \text{ эВ}) = (0.7 \pm 4.2) \cdot 10^{-4},$$

говорит об отсутствии дополнительных эффектов, имитирующих Р-нечётный эффект.

Экспериментально найденные значения $\mathcal{P}(E_p)$ и соответствующие значения модуля матричного элемента W_{sp} приведены в Таблице 1. $|W_{sp}|$ вычислялся в предположении, что вклад p-волны с $j=1/2$ в Γ_p^n равен 100%.

Таблица 1.

Данные по $\mathcal{P}(E_p)$ и W_{sp} согласно экспериментам.

Ядро-мишень	E_p эВ	Γ_p 10^{-3} эВ	$g\Gamma_p^n$ 10^{-8} эВ	E_s эВ	$g\Gamma_s^n$ 10^{-3} эВ	каналы (*)	$\mathcal{P}(E_p)$ 10^{-3}	$ W_{sp} $ 10^{-3} эВ
^{139}La	0.75	45	3.6	-49	84	[1]	73±5	1.19±0.08
						[2]	76±6	1.24±0.10
^{117}Sn	1.33	180	19	-29	5.5	[1]	4.5±1.3	0.40±0.12
						[2]	7.7±1.3	0.69±0.12

(*)

1. Alfimenkov V.P. et al., Nucl. Phys., 1983, v. A398, p. 93-106
2. Бирюков С. А. и др., Ядерная Физика, 1987, т. 45, № 6, с. 1511

Эти измерения продемонстрировали возможности созданного спектрометра поляризованных резонансных нейтронов и явились первым экспериментальным подтверждением результатов пионерских экспериментов ЛНФ ОИЯИ. Они показали также, что "качество" нашего источника позволяет вести измерения в более широкой энергетической области с целью получения значений W_{sp} на ансамбле резонансов.

Для таких ядер как $^{239}\text{U}^*$ и $^{112}\text{Cd}^*$ ($^{238}\text{U}+n$, $^{111}\text{Cd}+n$), со средним расстоянием между уровнями $D \sim 20$ эВ, наш спектрометр с $L=13.6$ м обеспечивает энергетическое разрешение ΔE_n лучше чем $D/2$ до энергии нейтронов ~ 600 эВ (разрешая ~ 30 резонансов). Однако для того, чтобы использовать высокое разрешение спектрометра, было необходимо существенно улучшить светосилу метода.

В разделе 3. 2 описывается разработанная нами методика измерения Р-нечётной асимметрии сечения радиационного захвата в широком интервале энергий нейтронов с помощью многосекционного детектора и приводятся результаты первых измерений Р-нечётной асимметрии сечения радиационного

захвата для изотопов U-238 и Cd-111 в широкой области энергий нейтронов (0-500 эВ).

Измерения асимметрии пропускания, $\epsilon(E_n)$, в очень слабых

p-резонансах имеют существенный недостаток: они требуют толстых образцов. Причина в следующем: измеренная Р-нечётная асимметрия пропускания (ϵ), как показано в приложении III-2, имеет относительную погрешность

$\chi = \Delta\epsilon/\epsilon = Y / \sqrt{\bar{\xi}_0}$, где $\bar{\xi}_0$ - полное число нейтронов,

дошедших до образца, а

$$Y \sim \frac{e^{-\frac{n}{2}(\sigma_s + \sigma_p)}}{n\sigma_p^2}$$

Функция $Y(n)$ имеет минимум при $n = 2/(\sigma_s + \sigma_p)$,

где σ_p - доплеровски-уширенное сечение в центре

p-волнового резонанса, а σ_s - сечение потенциального

рассеяния. Таким образом, образец оптимальной толщины n_0

ослабляет поток более чем в 7 раз:

$$e^{-n_0(\sigma_s + \sigma_p)} = e^{-2}$$

Но мы изучаем эффекты в слабых p-резонансах, так что

$\sigma_p \ll \sigma_s$ (например, в случае La-139, $E_p = 0.75$ эВ,

$\sigma_p/\sigma_s = 2.2$ (барн) / 11.5 (барн) = 0.2; в случае Sn-117,

$E_p = 1.33$ эВ - $\sigma_p/\sigma_s = 1.7$ (барн) / 4.83 (барн) = 0.35), и,

фактически, большая часть нейтронного пучка теряется (73% и 59%, соответственно, в вершинах вышеназванных резонансов La и Sn). К этому типу относится эксперимент, описанный в разделе 3.1.

Но Р-нечётный эффект в полном сечении связан с определённым парциальным процессом. В случае средних ядер это радиационный захват. Нам важно уменьшить влияние "фонового" процесса потенциального рассеяния на точность измерений. С этой целью целесообразно перейти к регистрации событий радиационного захвата при помощи низфонового высокоэффективного γ -детектора, как это было предложено в [3].

В описываемом ниже эксперименте измерялась Р-нечётная зависимость \mathcal{P}_γ сечения радиационного захвата σ_γ от спиральности нейтронов.

Для этих измерений при участии автора был создан специальный 8-секционный 4 π -детектор на основе кристаллов NaI(Tl).

Основные свойства этого детектора, определяющие адекватность его использования в измерениях Р-нечётных эффектов:

[3] Мурадян Г. В. ВАНТ (Вопросы Атомной Науки и Техники, серия Общая и Ядерная Физика), 1988, стр. 38-39

1) такой 4 π -детектор имеет эффективность регистрации нейтронов захвата, близкую к 100%;

2) он имеет низкий фон благодаря возможности дискриминации событий по признаку кратности совпадений;

3) этот детектор, являясь спектрометром множественности, обеспечивает возможность разделять события захвата, деления и рассеяния, и (в случае захвата) разделять определённые γ -наклады.

Кристаллы NaI(Tl) имели размер 300x130x130 мм³. Детектор имел центральный канал квадратного сечения 140x140 мм² для прохождения нейтронного пучка (диаметр пучка 80 мм). В этом канале помещался (n- γ)-конвертор из В-10. Он предотвращал прямую регистрацию кристаллами нейтронов, рассеянных в образце. Длина конвертора равнялась 400 мм. Толщина насыпанного в него порошка В-10 с плотностью 0.9 г/см³ составляла 20 мм. Образец был помещён в центре детектора на расстоянии 13.6 м от источника нейтронов. Детектор был защищён от внешних нейтронов и γ -лучей свинцом, бурой и борированным полиэтиленом. Для кодирования событий от этого детектора была разработана специальная логическая схема на основе микропроцессора. Кодировались номер кристалла и "множественность", то есть кратность совпадений m_γ (в

дополнение к коду времени пролёта от временного кодирования). Эта детектирующая система давала возможность дискриминации событий по энергии γ -лучей в соответствии с интегральным уровнем дискриминации (то есть по полной энергии, отвечающей событию), а также в соответствии с дифференциальными уровнями дискриминации в отдельных кристаллах. Временные спектры, отвечающие событиям с различной множественностью ($m_\gamma = 2, 3, 4$ и $m_\gamma > 4$) накапливались в памяти компьютера.

Главной компонентой фона в нашем случае были быстрые нейтроны, рассеянные протонной мишенью. Исключение событий с $m_\gamma = 1$ снижало фон на порядок, практически без потери эффективности (< 4%).

В соответствии с методикой измерения парциальных процессов, обсуждающейся в приложении III, мы накапливали времяпролётные спектры $N_\gamma(m_\gamma, E_i)$. Здесь E_i - энергия нейтронов, отвечающая i-му каналу временного анализатора, и m_γ - кратность совпадений, отражающая множественность γ -квантов (детектор работал как спектрометр множественности γ -квантов).

В этом эксперименте ППМ использовалась как поляризатор нейтронов.

Для неполяризованного пучка скорости счёта m_γ -кратных совпадений в канале, отвечающем энергии нейтронов E_i ,

$$N = \bar{\xi}_0 \eta_{m_\gamma} n \sigma_{m_\gamma}$$

Здесь $\bar{\xi}_0$ - нейтронный поток на образце, η_{m_γ} - эффективность регистрации, и обозначение " m_γ " используется для

множественности γ -квантов ("m_γ" ≡ "m_γ").

Для нейтронов с положительной и отрицательной спиральностью в продольно-поляризованном пучке скорости счета равны, соответственно,

$$N_+ = \Phi_0 \eta_{\text{пр}} \sigma_{\text{пр}} (1 + \mathcal{P}_\gamma)$$

$$N_- = \Phi_0 \eta_{\text{пр}} \sigma_{\text{пр}} (1 - \mathcal{P}_\gamma)$$

(если абсолютная величина поляризации пучка равна 1).

Схема измерения P-нечётной асимметрии сечения радиационного захвата показана на рис. 3.

Эта схема не предусматривает спин-флиппера. Катодка с ведущим полем использовалась для защиты нейтронного пучка от деполаризации, вызванной ларморовской прецессией нейтронных спинов в магнитном поле Земли и других посторонних внешних полях. Спин-флиппер для нейтронов с энергиями выше 100 эВ является весьма сложным устройством. С другой стороны, наличие сильных s-волновых резонансов во времяпролётных спектрах радиационного захвата даёт хорошую возможность использовать их для нормировки слабых p-резонансов.

Конечно, некоторые выражения для нахождения \mathcal{P}_γ из экспериментальных данных должны быть пересмотрены. Должно быть принято во внимание, что спин-флиппер обеспечивал одинаковую поляризацию пучка для случаев положительной и отрицательной поляризации. Без него мы имеем другую ситуацию: положительная поляризация пучка f_+ принадлежит спектру N_+ , и f_- принадлежит спектру N_- . В общем случае $f_+ \neq f_-$.

В этом случае, как показано в приложении III-3,

$$\mathcal{P}_\gamma = \frac{N_+ - N_-}{f_- N_+ + f_+ N_-}$$

и только если $f_+ = f_- = f$, то $\mathcal{P}_\gamma = \frac{1}{f} \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$

Величина поляризации контролировалась в режиме "on-line" по просветлению ППМ, для чего использовался монитор нейтронного потока.

Знак поляризации ППМ менялся каждые 6 часов путём попеременной накачки двух переходов, отвечающих противоположным знакам поляризации, как это описано в приложении IV-1.

Для первых измерений на новом варианте СПРН в качестве ядра-мишени были выбраны Cd-111 и U-238. На основе известных данных по параметрам s- и p-уровней этих и других ядер была оценена вероятность и возможная величина P-нечётной асимметрии.

Ядро U-238 представлялось предпочтительным по двум причинам:

оно имело много p-резонансов с предположительно большим коэффициентом динамического усиления (из-за малых нейтронных ширин);

благодаря сравнительно высокой плотности уровней ожидался большой коэффициент динамического усиления.

Для Cd-111, имевшего большие расчётные коэффициенты усиления в области 100-200 эВ, из измерений ОИАИ была известна P-нечётная асимметрия для резонанса $E_p = 4.54$ эВ.

Оценна матричного элемента в этом случае давала большую величину: $|W_{sp}| = 2.6$ мэВ.

Первое измерение было выполнено с U-238. Для этих измерений был приготовлен образец U₃O₈ диаметром 88 мм и весом 230 г.

Образец был приготовлен из урана, обеднённого в 300 раз по изотопу U-235.

Ускоритель работал в следующем режиме: $I = 0.3$ А (ток в импульсе на урановой мишени), $E_e = 50$ МэВ, $\tau_e = 100$ нсек, $\omega = 600$ гц.

Было проведено две серии измерений: с положительной и с отрицательной спиральностью нейтронов. Каждая серия отвечала энергетическому выходу электронного пучка ~ 5 кВт·ч.

События захвата поляризованных нейтронов с множественностью 2, 3, 4 и >4 регистрировались во временных каналах с шириной $\tau = 50$ and 100 нсек.

На рис. 4 показана часть спектра, отвечающего положительной спиральности. Видно, что мы имеем хорошие фоновые условия и разрешение при энергии выше 100 эВ для исследования p-резонансов в этой области (рис. 5).

Достигнутая статистическая точность данных осталась, однако, низкой из-за нестабильной работы ускорителя. Фактически, время измерений в этом случае было "эквивалентно" менее чем одному часу работы ускорителя в номинальном режиме. (Заметим, что работа на пониженной мощности означает, соответственно, ещё и работу при ухудшенном соотношении сигнала и спонтанного фона). Заметим также, что мы работали с количеством вещества, в ~ 5 раз меньшим, чем оптимальное количество для измерений пропускания.

Эти предварительные результаты были опубликованы нами как демонстрация возможностей нового метода. Они приведены в Таблице 2 вместе со значениями статистических погрешностей $\Delta \mathcal{P}_\gamma^*$, которые могут быть получены этим методом после двух недель работы ускорителя в номинальном режиме.

В сентябре 1990 года была опубликована работа Лос-Аламосской группы. Она была выполнена на импульсном нейтронном источнике Лос-Аламосского Центра Рассеяния Нейтронов (Los Alamos Neutron Scattering Center, "LANSCE").

Этот спектрометр обладает разрешением, превосходящим разрешение нашего СПРН, описанного выше, при потоке нейтронов $\langle Q_n \rangle = 1.2 \cdot 10^{15}$ (сек·4π), в 30 раз превосходящем наш источник в его оптимальном режиме.

В работе сообщались результаты экспериментального исследования несохранения чётности в нейтронных резонансах U-238.

Таблица 2.
Значения асимметрии сечения для резонансов U-238 из нашего эксперимента.

$E_p, \text{эВ}$	$\rho_\gamma \pm \Delta\rho_\gamma$	$\Delta\rho_\gamma^*$
152.6	0.23 ± 0.10	0.006
158.9	-0.29 ± 0.33	0.02
173.1	0.47 ± 0.30	0.02
264.0	0.1 ± 0.1	0.006

Сравнение с нашими данными показывает, что описанный выше метод измерений ρ_γ может обеспечить высокую точность даже в случае нейтронных источников с не самым высоким выходом. После 100 часов измерений с нейтронным потоком $4 \cdot 10^{13}$ (сек. 4л) он может дать такую же статистическую точность, что и точность, достигнутая в измерениях Лос-Аламоса, где время измерений составляло около 100 часов.

Следующая возможность измерений на нашем ЛУЭ-60 была последней перед его остановкой на реконструкцию. Мы переключились на измерения с Cd-111 по той же методике для того, чтобы получить новую информацию и проверить методику в окрестности $E_p = 4.53$ эВ. Результаты этих измерений для первых 14 слабых резонансов Cd-111 приведены в Таблице 3.

Таблица 3.
Значения асимметрии сечения для резонансов Cd-111 полученные в данной работе

	$E_o, \text{эВ}$	$10^3 \rho_\gamma$		$E_o, \text{эВ}$	$10^3 \rho_\gamma$
1.	4.53	-11 ± 3	8.	203.52	-6 ± 15
2.	6.96	-3 ± 4	9.	208.57	17 ± 13
3.	110.77	-4 ± 11	10.	245.95	-38 ± 24
4.	114.75	-6 ± 9	11.	286.47	7 ± 12
5.	115.84	-11 ± 6	12.	410.01	19 ± 10
6.	125.34	-10 ± 15	13.	422.6	12 ± 29
7.	140.78	-16 ± 28	14.	466	34 ± 19

На рис. 6 показан времяпролётный спектр радиационного

Таблица 3.
Значения асимметрии сечения для резонансов Cd-111 полученные в данной работе

	$E_o, \text{эВ}$	$10^3 \rho_\gamma$		$E_o, \text{эВ}$	$10^3 \rho_\gamma$
1.	4.53	-11 ± 3	8.	203.52	-6 ± 15
2.	6.96	-3 ± 4	9.	208.57	17 ± 13
3.	110.77	-4 ± 11	10.	245.95	-38 ± 24
4.	114.75	-6 ± 9	11.	286.47	7 ± 12
5.	115.84	-11 ± 6	12.	410.01	19 ± 10
6.	125.34	-10 ± 15	13.	422.6	12 ± 29
7.	140.78	-16 ± 28	14.	466	34 ± 19

На рис. 6 показан времяпролётный спектр радиационного захвата в Cd-111 для множественности $m_\gamma \geq 2$.

Значение $\rho_\gamma = -(11 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ в резонансе $E_p = 4.53$ эВ хорошо согласуется с величиной $\rho_\gamma = -(8.6 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}$, полученной в ОИЯИ.

Результат ОИЯИ является ввешенным средним нескольких серий с полным временем измерений ~ 600 часов на ИБР-30. Наши данные получены за эффективное время ~ 30 часов работы ЛУЭ-60. По этой причине наша статистическая точность хуже.

Был проведен статистический анализ полученных данных по асимметриям в резонансах Cd-111 с целью обнаружения в них ненулевой асимметрии, помимо резонанса $E_p = 4.53$ эВ.

Анализировались следующие группы данных:

- все слабые резонансы,
- все слабые резонансы Cd-111,
- р резонансы Cd-111.

Число резонансов со значением ρ_γ , отличающимся от 0 на $(0+1)\sigma$, $(1+2)\sigma$, $(2+3)\sigma$ и т. д., сравнивалось с распределением Гаусса. Это сравнение приведено на рис. 7 для области энергий 0-466 эВ.

Оно показывает, что при имеющейся точности данные не содержат статистически значимых ненулевых ρ_γ помимо резонанса при $E_p = 4.53$ эВ.

В Таблице 4 приведены "ожидаемые" значения ρ_γ для 10 р резонансов ¹¹¹Cd из этой области энергий.

Значения ρ_γ в колонке 3 нормированы на полученное нами

значение $\mathcal{P}_\gamma = -(11 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ при $E_p = 4.53$ эВ. В колонке 4 приведены значения статистических погрешностей соответствующих экспериментальных асимметрий. Как видно из Таблицы 4, только для первых двух резонансов наши статистические погрешности меньше "ожидаемых" значений P -нечётной асимметрии.

Результат $\mathcal{P}_\gamma = (0.003 \pm 0.004)$ для $E_p = 6.96$ эВ не противоречит результату ОИИИ для этого резонанса.

Отсутствие ненулевых асимметрий в P -резонансах, помимо $E_p = 4.53$ эВ, показывает, что в этой области энергий нет смешивающих матричных элементов, существенно превосходящих величину $|W|$ для пары уровней $E_p = 4.53$ и $E_s = -4$ эВ.

Точности, которые могут быть получены нашим методом на Лос-Аламоссской Мезонной Фабрике для $Cd-111$, приведены в колонке 5 Таблицы 4. По крайней мере для первых 8 резонансов P -нечётные асимметрии могут быть измерены со статистической ошибкой в несколько раз меньшей, чем ожидаемые уровни \mathcal{P}_γ .

Таблица 4.
Сравнение достигнутых значений $\Delta \mathcal{P}$ с "ожидаемыми" величинами $|\mathcal{P}_\gamma|$ для $Cd-111$.

1	2	3	4	5
	$E_p, \text{эВ}$	$10^3 \mathcal{P}_\gamma $ ожидаемое	$10^3 \Delta \mathcal{P}_\gamma$ измеренное	$10^3 \Delta \mathcal{P}_\gamma^*$
1.	4.53	11	3	0.1
2.	6.96	8.2	4	0.13
3.	114.75	3	9	0.3
4.	140.75	7	28	1
5.	203.52	1.5	15	0.5
6.	208.57	1.8	13	0.4
7.	286.47	2	12	0.4
8.	410.01	0.5	10	0.3
9.	422.66	0.36	29	1
10.	466	0.3	19	0.7

Описанные измерения явились первым измерением P -нечётной

асимметрии в резонансе в канале радиационного захвата и продемонстрировали перспективность измерения P -нечётных эффектов в нейтронных резонансах с помощью многоосцилляционного сцинтилляционного детектора для получения данных в широкой области энергий.

Раздел "Заключение" состоит из двух частей. В первой из них рассматривается возможность использования данных по P -нечётным эффектам в тяжёлых ядрах для исследований несохраняющего чётность межнуклонного взаимодействия. Как правило, большие P -нечётные эффекты, наблюдавшиеся в таких ядрах, не могли быть использованы для этой цели, что обусловлено сложной структурой связанных состояний в тяжёлых ядрах.

Попытка преодолеть проблемы, связанные с ядерной структурой, была сделана в работе Института им. Вейцмана по измерению γ -асимметрии для случая смешивания уровней $17/2^-$ (14 мсек изомер) и $17/2^+$ в $Tc-93$ ($E_\gamma = 2185$ КэВ).

Измеренная асимметрия оказалась равной $\alpha_\gamma = (1.18 \pm 0.48) \cdot 10^{-3}$. Был найден нарушающий чётность матричный элемент:

$$\langle W \rangle = \langle 17/2^+ | H_{PV} | 17/2^- \rangle = (0.8 \pm 0.4) \text{ мэВ},$$

что не противоречит полученной авторами теоретической оценке

$$\langle W \rangle = \langle 17/2^+ | H_{PV} | 17/2^- \rangle < 36 \text{ мэВ}.$$

Первая попытка "перескочить мост" между структурой межнуклонного слабого взаимодействия и экспериментальными результатами по P -нечётным эффектам в нейтронной оптике для тяжёлых компаунд-ядер опубликована в 1991 году Джонсоном и др. Для компаунд-ядра $U-239$ рассчитан среднеквадратичный матричный элемент $\langle W \rangle$, отвечающий различным межнуклонным P -нечётным взаимодействиям. Сделано сравнение с экспериментальной величиной $\langle W \rangle$ для этого ядра, полученной Боуманом и др.

Вывод, следующий из этого сравнения, подтверждает актуальность и перспективность избранного нами направления, а именно: измерения $\langle W \rangle$ для ковых ядер-мишеней и более прецизионные измерения $\langle W \rangle$ для $U-239^*$ могут сделать возможной селекцию между моделями межнуклонных P -нечётных взаимодействий.

Во второй части "Заключения" приводится сводка основных результатов данной работы:

1. Создан времяпролётный Спектрометр Поляризованных Резонансных Нейтронов (СПРН), способный дать информацию о нескольких резонансах одного и того же ядра для изучения статистики смешивающих матричных элементов. Он был создан в 1983-85 г. г. на базе линейного ускорителя электронов на энергию 60 МэВ "Фанел". Спектрометр создавался исследовательской группой при постоянном творческом участии автора данной работы. СПРН обладал разрешением лучше

20 нс/м при потоке $\sim 4.2 \cdot 10^{13}$ быстрых нейтронов в секунду в угол 4π . Его поляризованная протонная мишень (ППМ) обеспечивала поляризацию нейтронного пучка $\geq 50\%$.

2. Работа нового СПРН была проверена в измерениях P-нечётного эффекта на La-139 и Sn-117. Для этой цели была реализована схема, в которой ППМ использовалась не как поляризатор нейтронов, а как поляриметр. Слабая поляризация нейтронного луча вблизи энергии p-резонанса возникала в результате P-нечётного смешивания с сильным s-резонансом. Эта схема позволила в нашем случае повысить светосилу спектрометра более чем в два раза по сравнению со схемой использования ППМ как поляризатора нейтронов.

3. Этим методом были получены значения P-нечётной продольной асимметрии в p-резонансе:

$$P(E_p = 0.75 \text{ эВ}) = (76 \pm 6) \cdot 10^{-3} \text{ для La-139,}$$

$$P(E_p = 1.33 \text{ эВ}) = (7.7 \pm 1.3) \cdot 10^{-3} \text{ для Sn-117.}$$

Эти данные подтвердили результаты, полученные группой ОИЯИ. Они также хорошо согласуются с выводами модели смешивающихся по чётности компаунд-состояний и с результатами измерений углов вращения плоскости поляризации в институте Лаур-Ланжевена (Гренобль). Была также подтверждена Брейт-Вигнеровская форма энергетической зависимости P-нечётного эффекта.

4. Был разработан новый метод исследования P-нечётных эффектов в нейтронных резонансах: измерения асимметрии в резонансном сечении радиационного захвата с помощью многосекционного 4π -детектора и ППМ в качестве источника продольно-поляризованных нейтронов.

5. Этим методом были выполнены измерения на изотопах U-238 и Cd-111. Это был первый опыт измерения P-нечётных эффектов на ансамбле резонансов до энергий нейтронов около 500 эВ, так же как и изучения асимметрии σ_p в p-резонансах. Была наблюдаема P-нечётная асимметрия для p-волнового резонанса Cd-111 ($E_p = 4.53$ эВ) и измерена её величина для радиационного захвата. Первые результаты таких измерений на Cd-111 и U-238 обсуждаются вместе с результатами группы Боумана (Лос-Аламос) по U-238.

Материал, изложенный в данной диссертации, содержится в следующих публикациях:

1. Бирюков С. А., Ефимов Б. В., Мелехов В. В., Мурадян Г. В., Пронофьева Л. Ю., Шепкин Ю. Г. *Моделирование процесса регистрации радиационного захвата нейтронов в 24- и 48-секционных сцинтилляционных детекторах*. Научно-технический сборник "Вопросы атомной науки и техники", сер. "Общая и ядерная физика" (ВАНТ), N2(20), Харьков, 1982, стр.131-132
2. Адамчук Ю. В., Бирюков С. А., Восканян М. А., Мурадян Г. В., Шепкин Ю. Г. *Измерение сечения захвата U-238 в области энергий нейтронов 1 эВ - 3 КэВ*. ВАНТ, N2(20), 1982, стр. 56

3. Бирюков С. А., Бондаренко Л. Н., Данелян Л. С., Захаров Ю. В., Зынов В. М., Жунов С. В., Кузнецов В. Л., Маланкин П. В., Миронов С. М., Мостовой В. И., Осочников А. А., Пугачёв С. П., Райцис В. И., Чёрный А. Н. *Спектрометр поляризованных резонансных нейтронов* ВАНТ, сер. ОЯФ, 1986, стр. 72
4. Бирюков С. А., Герасимов В. Ф., Гусева Е. В., Данилин Б. В., Пастухов А. Н., Пономарёв В. В. *Система автоматизации измерений эффекта несохранения пространственной чётности при пропускании резонансных нейтронов через неполяризованную мишень*. ВАНТ, сер. ОЯФ, 1987, стр. 74-75
5. Бирюков С. А., Бондаренко Л. Н., Захаров Ю. В., Зынов В. М., Жунов С. В., Кузнецов В. Л., Маланкин П. В., Мостовой В. И., Осочников А. А., Пугачёв С. П., Райцис В. И., Чёрный А. Н. *Спектрометр поляризованных резонансных нейтронов* Труды I Международной конференции по нейтронной физике. (Киев, 14-18 сентября 1987), М., 1988 г., т. I, стр. 100-101
6. Кузнецов В. Л., Бирюков С. А. *Поиск эффектов нарушения пространственной чётности в полном сечении взаимодействия нейтронов со средними и тяжёлыми ядрами*. Bulgarian Journal of Physics, 1987, v.14, N4, p.305-308 (Болгарский физический журнал, т. 14, 1987, N4, стр. 305-308)
7. а) Бирюков С. А., Бондаренко Л. Н., Захаров Ю. В., Зынов В. М., Жунов С. В., Кузнецов В. Л., Маланкин П. В., Мостовой В. И., Осочников А. А., Пугачёв С. П., Райцис В. И., Чёрный А. Н. *Исследование эффекта несохранения пространственной чётности в нейтронных резонансах La-139 и Sn-117*. Ядерная физика, 1987, т. 45, N 6, стр.1511-1514
б) *те же*, *Исследование эффекта несохранения пространственной чётности в нейтронных резонансах La-139 и Sn-117*. ВАНТ, сер. ОЯФ, вып. 4(40), 1988, стр. 38
в) *те же*, *Исследование нейтронного P-нечётного бихроизма на p-резонансах изотопов лантан-139 и олово-117*. Труды I Международной конференции по нейтронной физике. (Киев, 14-18 сентября 1987), М., 1988 г., т. I, стр. 262
8. Адамчук Ю. В., Бирюков С. А., Зынов В. М., Восканян М. А., Мурадян Г. В., Мостовой В. И., Ковтун А. Л., Осочников А. А., Чёрный А. Н., Захаров Ю. В., Ненагляднов А. Ю. *Изучение эффектов несохранения пространственной чётности на p-резонансах U-238*. ВАНТ, 1989, стр. 31
9. Biryukov S., Mostovoy V., Muradjan G. *Investigations of Parity Violation in Neutron Resonances*. Proc. of the annual session of Israel Physical Society, Rehovot, 1992, p.117

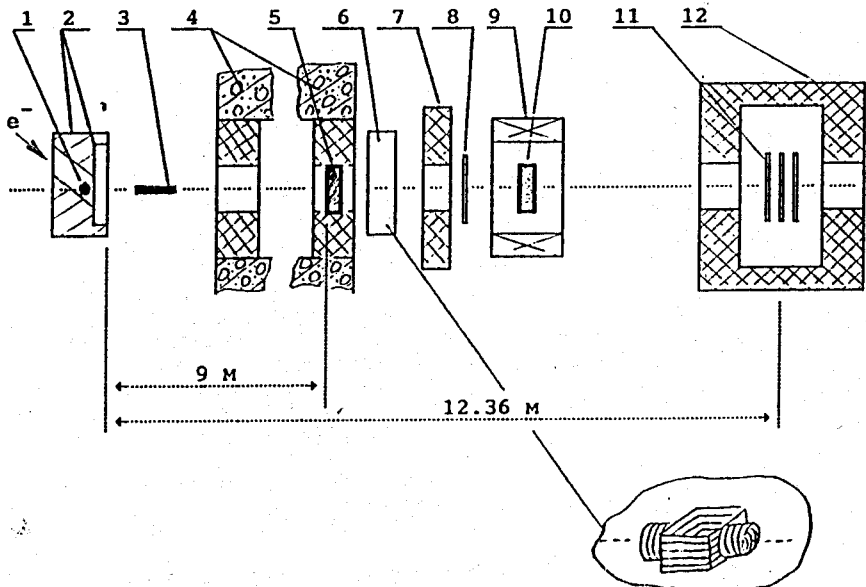


Рис. 1 Схема спектрометра поляризованных резонансных нейтронов, в котором ППМ использовалась как поляриметр (ИАЭ)

- 1 - урановая мишень (источник быстрых нейтронов)
- 2 - замедлитель, 3 - теньевая защита от γ -вспышки (Pb),
- 4 - бетонная биологическая защита, 5 - образец,
- 6 - Ларморовский спин-флиппер с компенсирующими катушками, 7 - коллиматор, 8 - монитор,
- 9 - сверхпроводящий соленоид, 10 - ППМ (поляризованная протонная мишень), 11 - детектор,
- 12 - защита детектора

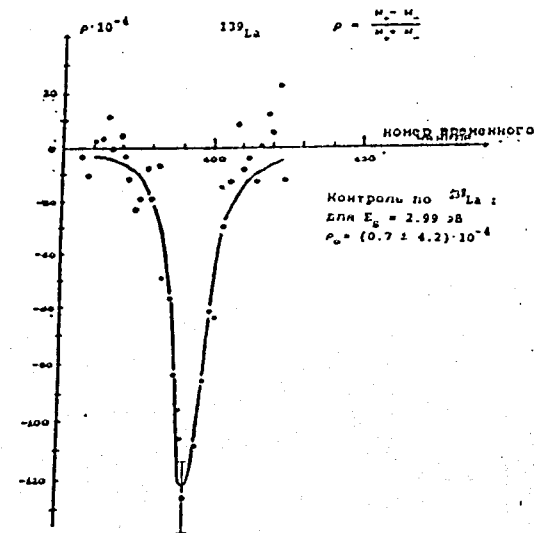


Рис. 2,4 Результат измерения P-нечетной асимметрии для ^{139}La

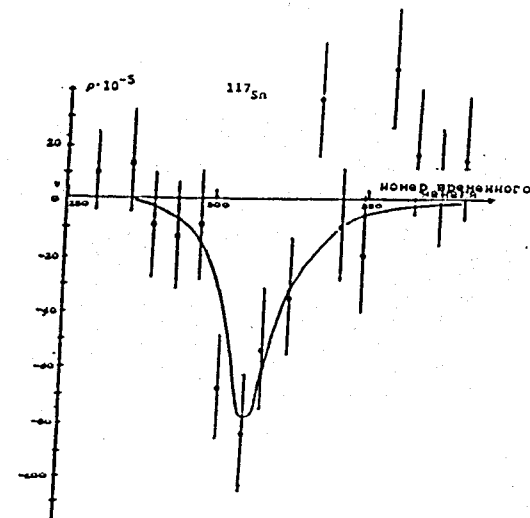


Рис. 2,5 Результат измерения P-нечетной асимметрии для ^{117}Sn

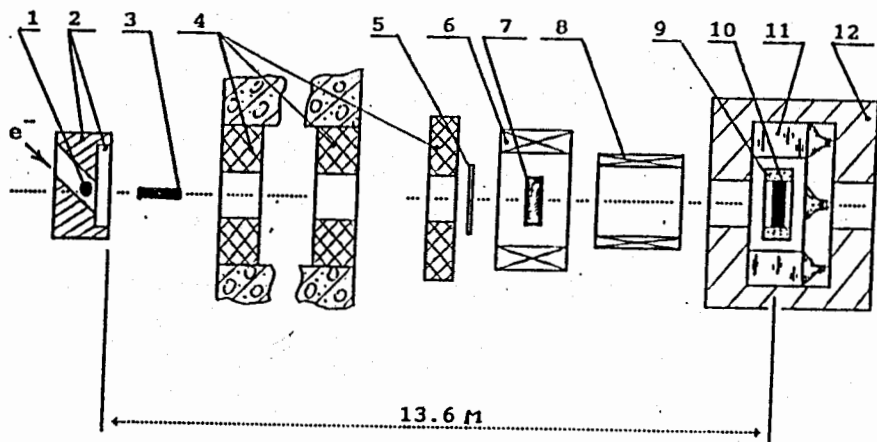


Рис. 3 Схема спектрометра поляризованных резонансных нейтронов, в котором ППМ использовалась как поляризатор для измерений P -нечётной асимметрии в сечении радиационного захвата (ИАЭ).

- 1 - урановая мишень (источник быстрых нейтронов)
- 2 - замедлитель, 3 - теневая защита от γ -вспышки (Pb),
- 4 - коллиматоры, 5 - монитор нейтронного потока,
- 6 - сверхпроводящий соленоид,
- 7 - ППМ (поляризованная протонная мишень)
- 8 - соленоид с поддерживающим полем,
- 9 - $(n-\gamma)$ -конвертор, 10 - образец,
- 11 - NaI(Tl)-кристаллы, 12 - защита детектора

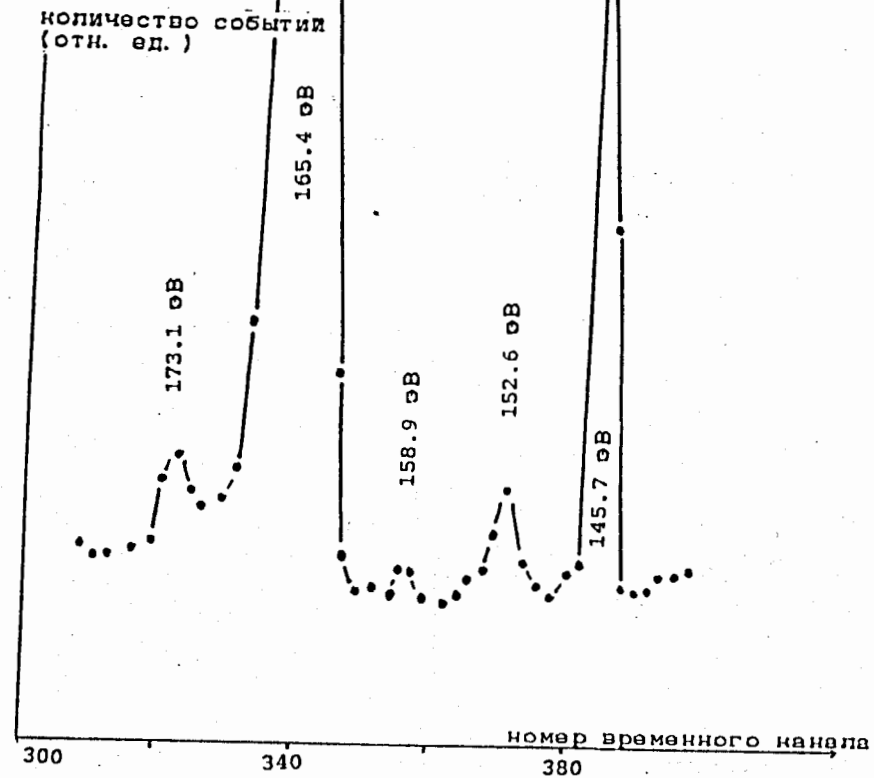


Рис. 4 Часть времяпролётного спектра с положительной спиральностью нейтронов для ^{238}U .

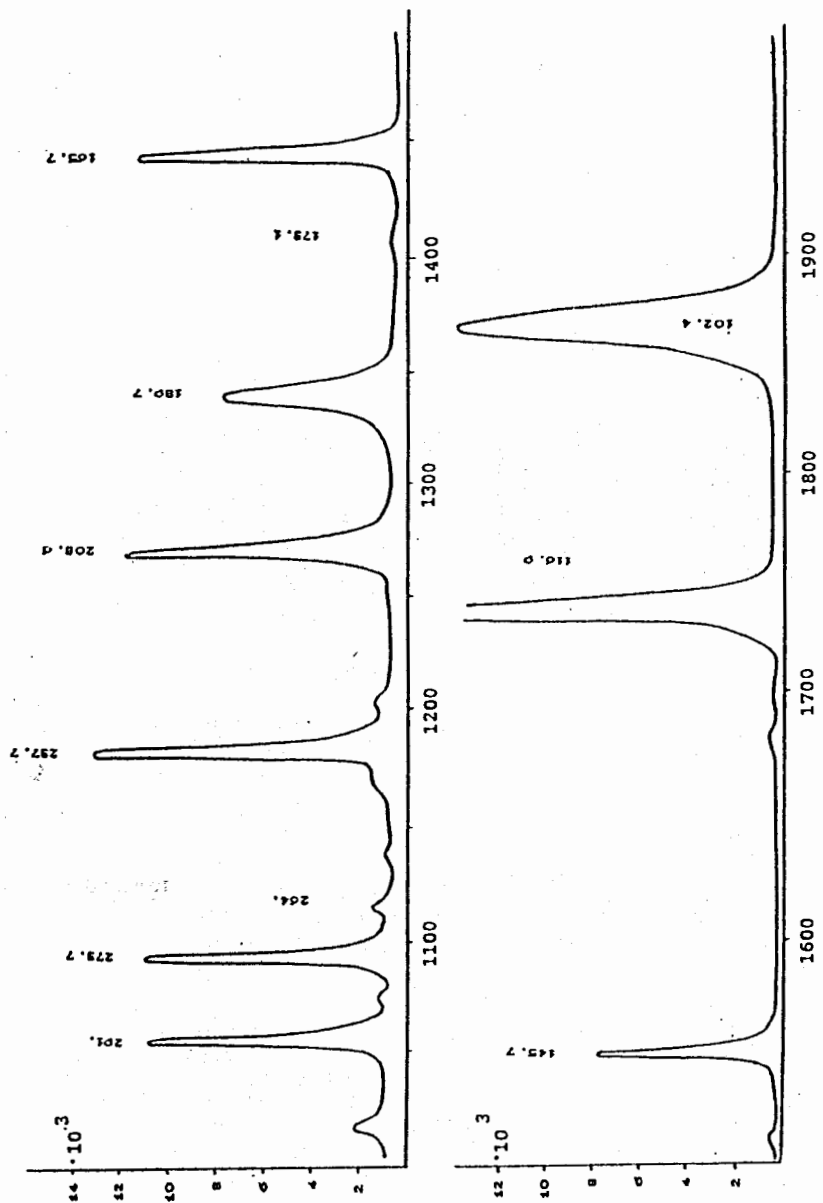


Рис. 5. Времяпролётный спектр для (n, γ) в ^{238}U с положительной спиральностью нейтронов в области 100-300 эВ

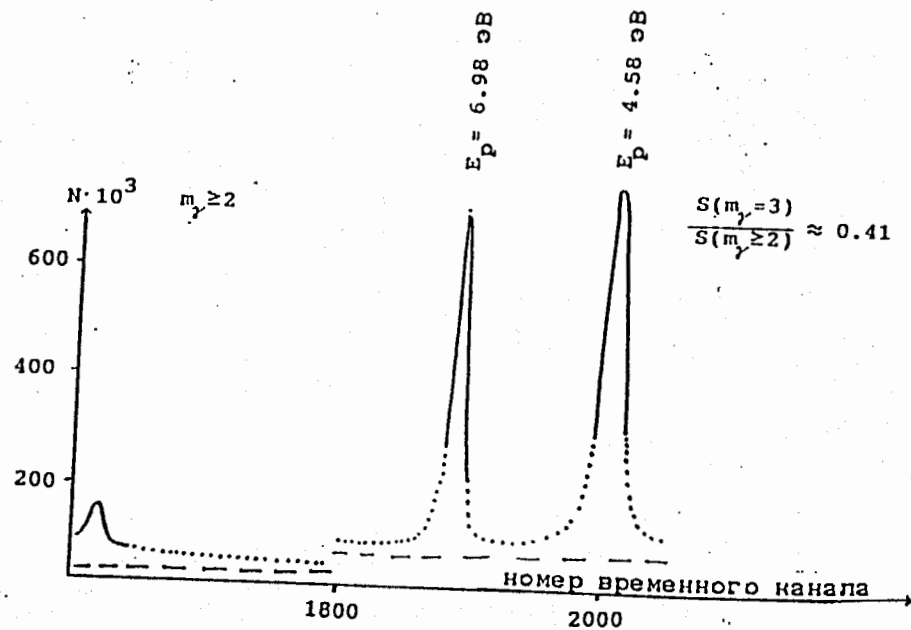


Рис. 6. Времяпролётный спектр радиационного захвата в ^{111}Cd с положительной спиральностью нейтронов в области 4 - 10 эВ

^{111}Cd , $E_n = (0-466)\text{eВ}$

Все слабые уровни
 $\Sigma N_k = 25$

^{111}Cd
Слабые уровни
 $\Sigma N_k = 16$

^{111}Cd
p-волновые уровни
 $\Sigma N_k = 10$

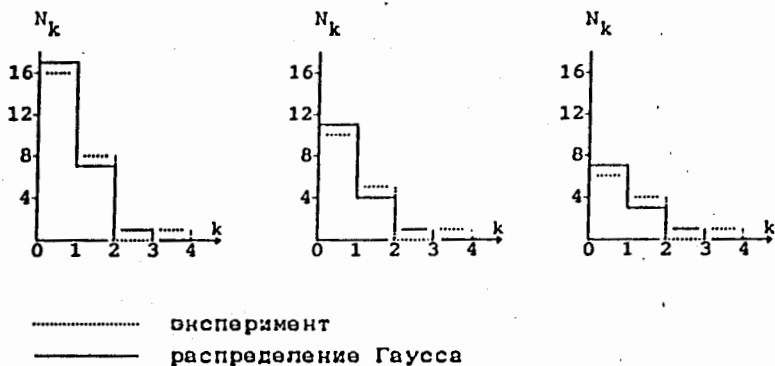


Рис. 7 Сравнение экспериментального распределения \mathcal{P}_γ для ^{111}Cd с распределением Гаусса ("k" - число стандартных отклонений от нулевого значения)