

ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи
УДК 539.147.417

К-129

КАГАЛЕНКО АЛЕКСАНДР БОРИСОВИЧ

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ
ЯДРАМИ ^{238}U И ^{237}Np**

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

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

Дубна - 1999

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Работа выполнена в Государственном научном центре Российской Федерации Физико-энергетическом институте им. акад. А.И.Лейпунского, г. Обнинск.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Корнилов Н.В.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

Грудзевич О.Т.

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Фурман В.И.

Ведущая организация: Российский научный центр "Курчатовский институт", Институт общей и ядерной физики, Москва.

Защита диссертации состоится "....." 1999 года в часов на заседании специализированного совета Д 047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка и Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флёрва Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "....." 1999 года.

Учёный секретарь
специализированного совета

А.Г.Попеко

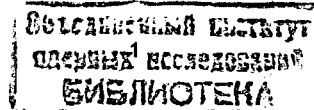
Актуальность проблемы. Три десятилетия бурного развития ядерной энергетики сменились в середине 80-х периодом переосмысления пройденного пути и выработки новых приоритетов в развитии ядерной энергетики. На первый план вышли задачи создания ядерно-энергетических установок повышенной безопасности, а также проблемы переработки (утилизации) и захоронения ядерных отходов. Стало очевидным, что ядерная энергетика как одно из магистральных направлений развития современной энергетики может сохраниться только в том случае, если сможет соответствовать существенно возросшим требованиям к безопасности всего ядерного цикла (включая демонтаж оборудования и захоронение отходов) при сохранении приемлемых экономических показателей добываемой энергии. Решение этих задач во многом зависит от повышения точности ядерных данных.

Дифференциальные характеристики ядер ^{238}U и ^{237}Np интересуют в первую очередь разработчиков ядерных реакторов нового поколения.

Сразу следует отметить, что ситуация с экспериментальными данными для этих двух ядер диаметрально противоположна.

^{238}U является основным компонентом топлива ядерных реакторов, поэтому сечения неупругого рассеяния нейтронов на его отдельных уровнях необходимы, в первую очередь, для расчетов спектра нейтронов быстрых реакторов. Несмотря на многолетние усилия экспериментаторов и оценщиков, практические потребности остаются неудовлетворенными: энергетический ход сечения вблизи порога был измерен всего в трёх работах, а расхождение данных разных работ доходит до 30-50% (рис.1). Это и привело к тому, что сечения неупругого рассеяния были включены и в последний Список Мировых Потребностей в Ядерных Данных (WRENDA 93/94), и в High Priority Nuclear Data Request List, принятый на заседании в мае 1995 года. Согласно этим документам, требуемая точность сечений неупругого рассеяния на отдельных уровнях составляет 5% в диапазоне энергий падающих нейтронов от порога реакции до 5 МэВ.

Напротив, ^{237}Np (как, впрочем, и остальные минорные актиниды (МА)) играет сугубо второстепенную роль в обоих наиболее важных технических приложениях (ядерная энергетика и ядерное оружие), поэтому ядерно-физические константы для него исследованы гораздо хуже, чем для урана и плутония. Кроме этого, существуют чисто технические проблемы - любые эксперименты с ^{237}Np крайне сложны из-за его высокой α -активности ($2.6 \cdot 10^7$ Бк/г). Роль ядерных данных для ^{237}Np коренным образом меняется, как только мы переходим к проблеме переработки облученного ядерного топлива. Минор-



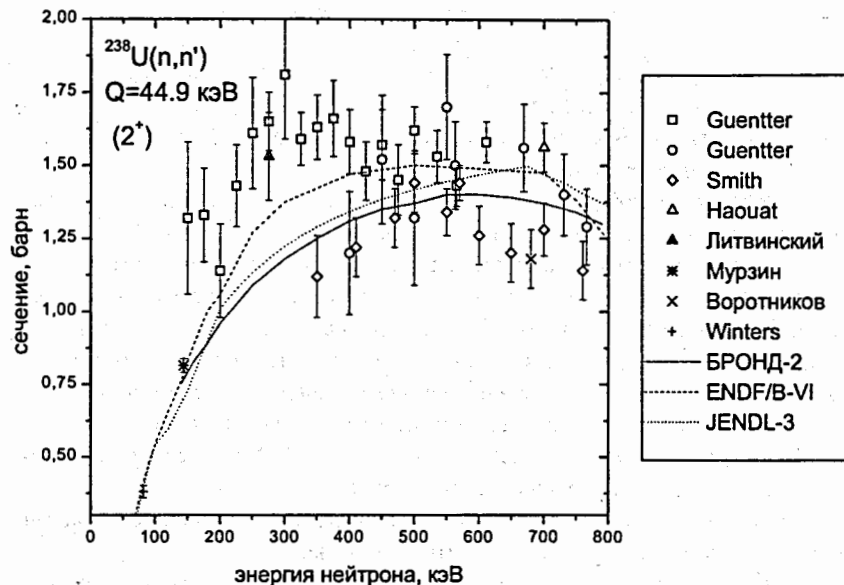


Рис. 1. Экспериментальные данные и оценки сечения неупругого рассеяния нейтронов на первом уровне ^{238}U (на момент постановки работы - 1990 год)

ные актиниды (и в первую очередь - ^{237}Np) ответственны за наибольшую часть долгоживущей активности, остающейся в отработанном топливе после извлечения из него изотопов урана и плутония. Это означает, что любой сценарий трансмутации и/или захоронения радиоактивных загрязнений существенно зависит от точности нашего знания основных ядерно-физических констант МА. Для ^{237}Np , помимо измерений характеристик процесса деления (свыше 70 работ) и полного сечения (6 работ), измерено только сечение упругого рассеяния. Недостаточная точность существующих оценок подчеркивалась в ряде международных документов, что сделало задачу уточнения упомянутых сечений и спектров наиболее приоритетной к моменту выполнения настоящей работы.

Здесь следует отметить, что постановка каждого из этих экспериментов сопряжена со значительными методическими трудностями: для ^{238}U это - малая энергия возбуждения первых уровней (44.9, 148.4 и 307.2 кэВ для ротационных состояний 2^+ , 4^+ и 6^+ соответственно); для ^{237}Np основными проблемами были: необходимость проведения измерений с окисным образцом (NpO_2), крайне высокая α -активность (и, следовательно, γ -активность) об-

разца и необходимость корректного отделения спектра неупругорассеянных нейтронов от спектра мгновенных нейтронов деления. За более чем сорокалетнюю историю своего развития спектроскопия нейтронов методом времени пролета практически исчерпала возможности своего совершенствования за счет улучшения характеристик нейтронных источника и детектора, поэтому при решении сформулированных выше задач на первый план выходит необходимость детального исследования характеристик основных элементов нейтронного спектрометра с последующей самосогласованной процедурой построения его функции отклика как целого на основе полномасштабного математического моделирования.

Цель работы состояла в измерении сечения неупругого рассеяния нейтронов на первых уровнях ^{238}U с точностью порядка 5 % и обосновании достигнутой точности, а также измерении спектров и сечений неупругого рассеяния быстрых нейтронов ядрами ^{237}Np . Для решения этих задач потребовалось комплексное исследование характеристик созданного нейтронного спектрометра и создание программных комплексов для моделирования процессов переноса протонов и нейтронов методом Монте Карло.

Новизна работы. Детальное исследование характеристик нейтронного спектрометра позволило повысить точность экспериментов. Впервые разработаны и реализованы методика самосогласованного построения функции отклика спектрометра быстрых нейтронов по времени пролета на основе полномасштабного математического моделирования и базирующиеся на ней способы извлечения ядерно-физической информации из анализа измеряемых эмиссионных спектров для немоноэнергетического источника нейтронов и/или многокомпонентного состава исследуемого образца. Сечения неупругого рассеяния нейтронов на первых уровнях ^{238}U измерены с точностью, превышающей точность ранее опубликованных результатов. Впервые измерены спектры и сечения неупругого рассеяния быстрых нейтронов ядрами ^{237}Np .

Научная и практическая значимость работы. Проведённые в работе исследования расширили наши знания о неупругом рассеянии нейтронов ядрами ^{238}U и ^{237}Np .

Разработанный способ самосогласованного построения функции отклика спектрометра является существенным развитием экспериментальной методики, что (помимо повышения точности измерения ядерных данных) представляет собой самостоятельную ценность.

Экспериментальные результаты, полученные в настоящей работе, переданы в Российский Центр Ядерных Данных (ФЭИ) и могут быть использованы для построения новых файлов оценённых нейтронных данных для ^{238}U и ^{237}Np .

Автор представляет к защите следующие основные положения и результаты:

- 1) Времяпролётный спектрометр на базе ускорителя ЭГ-1 ФЭИ с металлической литиевой мишенью в качестве источника нейтронов, позволяющий регистрировать многомерные распределения поступающих событий, детальное исследование основных его характеристик, необходимых для расчётного моделирования функции отклика спектрометра.
- 2) Методика самосогласованного построения функции отклика спектрометра нейтронов по времени пролета и базирующиеся на ней способы извлечения физической информации из наблюдаемых аппаратурных спектров для случаев немоноэнергетического нейтронного источника и/или многокомпонентного состава исследуемого образца.
- 3) Результаты измерений сечений неупругого рассеяния на первых уровнях ^{238}U с точностью $\sim(5-6)\%$ в диапазоне энергий падающих нейтронов 230-600 кэВ.
- 4) Результаты измерений сечений реакции (n, n') и спектров неупругого рассеяния нейтронов ядрами ^{237}Np в диапазоне начальных энергий 1-2.5 МэВ, а также измерений спектра мгновенных нейтронов деления ^{237}Np .

Объём диссертации. Диссертация состоит из введения и четырёх глав. Основной текст написан на 96 страницах, включающих в себя 3 таблицы и 51 рисунок. Его дополняют 3 Приложения (в Приложении 1 изложен метод расчета спектров мгновенных нейтронов деления на основе новой систематики экспериментальных данных - 4 таблицы и 13 рисунков, в Приложениях 2 и 3 приведены численные данные о СМНД, а также эмиссионные нейтронные спектры, спектры и сечения неупругого рассеяния нейтронов ядрами ^{237}Np - всего 7 таблиц) и общий список литературы из 74 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность выбранной темы исследований, даётся краткое содержание работы по главам, формулируются цель работы и основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе дано общее описание спектрометра быстрых нейтронов, приведены характеристики импульсного источника протонов и вспомогательных детекторов (мониторов), использовавшихся для контроля качества импульсного режима и состояния нейтронного источника (мишени).

Нейтронные спектры измерялись методом времени пролёта на спектрометре, созданном на базе ускорителя ЭГ-1 ФЭИ, работающего в импульсном режиме. Параметры протонного пучка на выходе ускорителя: длительность импульса ~ 1.5 нс, энергия ускоренных протонов - 1-3.5 МэВ, средний ток на мишени 4-6 мкА, относительная интенсивность протонного пучка между сгустками не превышает $5 \cdot 10^{-4}$.

Основной детектор представлял собой массивный кристалл водородсодержащего сцинтиллятора, просматриваемый одним или двумя фотоумножителями (ФЭУ). Для защиты от нейтронов, вылетающих непосредственно из мишени, а также уменьшения фона нейтронов и γ -лучей, рассеянных оборудованием и стенами экспериментального зала, детектор помещался в подвижный коллиматор, изготовленный из смеси гидрида лития с парафином минимальной толщиной ~ 30 см. Область вблизи детектора изготовлена из свинца толщиной ~ 10 см.

В каждом из экспериментов измерялись следующие спектры нейтронов:

- i) из мишени (нейтронного источника) под разными углами;
- ii) от исследуемого образца под углом 120° ;
- iii) от углеродного образца, использовавшегося в качестве стандарта рассеяния, под углом 120° (для определения потока нейтронов, падающего на исследуемый образец);
- iv) без образца под углом 120° ;
- v) от камеры деления со слоем ^{252}Cf (стандарт нейтронного спектра; использовался для исследования функции отклика основного нейтронного детектора - энергетической зависимости эффективности регистрации и временного разрешения).

В каждом замере накапливались двумерные распределения "время пролёта-амплитуда" (TOF \times PH) - 512 \times 128 каналов для основного детектора (цена временного канала 1.005 нс), а также одномерные времяпролётные и амплитудные массивы для мониторинжных детекторов. Использование многомерных распределений даёт существенные преимущества как при отладке аппаратуры

(контроль правильности настройки и функционирования “быстрой” детекторной электроники), так и на этапе предварительной обработки (возможность регистрировать *все* события, а “выбирать” значение порога не на этапе *измерений*, а позже, на этапе *обработки*, предварительно оценив - какая часть интересующего нас эффекта может оказаться потерянной при том или ином значении порога регистрации; кроме того, существует область спектра - высокая амплитуда протонов отдачи для больших времён пролёта - в которой *не может* быть событий, вызванных нейтронами; обнуление этой области приводит к существенному снижению фона и, следовательно, к повышению точности в наиболее трудной для измерений области малых энергий рассеянных нейтронов).

В качестве источника нейтронов использовались реакции $\text{Li}(p,n)$ и $\text{T}(p,n)$ в твёрдых мишенях с водяным охлаждением. Энергетические и угловые распределения нейтронов из мишени были измерены экспериментально и моделировались разработанной нами программой TARGET, учитывающей следующие факторы: пространственное распределение и энергетический разброс падающих протонов, энергетические потери протонов в мишени вследствие её ненулевой толщины, распределение ядер трития (лития) по глубине мишени, энергетический и угловой разброс протонов в мишени, возникающие за счёт многократных взаимодействий, а также неоднородности мишени, изменения энергии нейтронов и сечения реакции от угла вылета и начальной энергии протона. Кроме того, было учтено рассеяние нейтронов на конструкциях мишени (программные комплексы MULTIC и BRAND, моделирующие перенос нейтронов методом Монте Карло).

Из сравнения спектров нейтронов из мишени, измеренных основным детектором под углами 0, 20, 40 и 60°, с результатами расчёта (рис. 2, большему номеру канала соответствует большая энергия нейтронов) был сделан вывод, что наблюдаемые нейтронные спектры не могут быть описаны как сумма вкладов от “моноэнергетического” источника и рассеяния на конструкциях мишени (точечная линия). Было обнаружено, что предположение о наличии некоторого количества трития, равномерно распределённого в подложке мишени (“фоновый” тритий), хорошо описывает форму спектра этих “дополнительных” нейтронов (пунктирная линия на рис. 2), то есть была предложена модель *двухкомпонентного нейтронного источника*.

Поставленная задача - измерение спектров и сечений неупругого рассеяния нейтронов - в значительной степени осложняется присутствием в измеряемых спектрах значительного вклада упругорассеянных нейтронов (для ^{237}Np дополнительные трудности возникают ещё и из-за того, что использовался окисный образец NpO_2 ; более подробно этот вопрос освещается в главе 3).

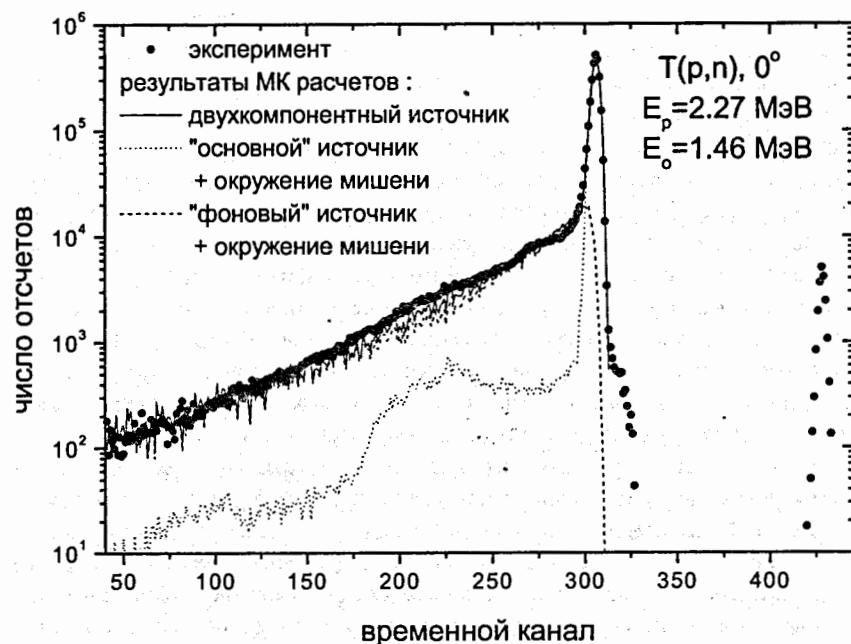


Рис. 2. Экспериментальный и расчетные времяпролетные спектры нейтронов из тритиевой мишени

Поэтому в качестве нейтронных источников пришлось применять достаточно тонкие (10-30 кэВ) мишени, выход нейтронов из которых мал, что, в свою очередь, потребовало использования достаточно массивных (сотни грамм) исследуемых образцов.

Для корректного учёта многократных процессов в таких образцах приходится численно решать уравнение переноса, или, говоря другими словами, численно конструировать *функцию отклика нейтронного спектрометра в целом*, которая зависит как от свойств нейтронного источника и детектора, так и от размеров и ядерно-физических свойств исследуемого образца, а также от взаимного расположения элементов спектрометра (геометрия “источник-образец-детектор”).

Были записаны основные соотношения для расчётного моделирования функции отклика спектрометра в целом, выраженные через характеристики отдельных его компонент (импульсный ионный источник, мишень, образец, нейтронный детектор), и подробно описана процедура исследования этих характеристик. Сравнение экспериментального и расчётных спектров нейтронов,

упруго рассеянных углеродным образцом (это сечение известно с точностью лучше 1% и принято в качестве стандарта рассеяния вплоть до энергии падающих нейтронов 4.8 МэВ) подтверждает сделанный ранее вывод - описание наблюдаемых спектров возможно только в рамках модели двухкомпонентного нейтронного источника, а учёт "фоновой" компоненты даёт завышенное на 3-5% значение нейтронного потока. Кроме того, совпадение формы расчётного спектра с экспериментом позволяет сделать вывод о том, что расчётная модель адекватно отражает все особенности реального спектрометра.

Между тем, используемые в расчётах ядерно-физические характеристики *исследуемого* образца (в нашем случае - сечения рассеяния и их угловые зависимости, заложенные в библиотечных файлах оценённых данных) могут существенно отличаться от своих (неизвестных нам) истинных значений. Поэтому для того, чтобы извлечь эти интересующие нас характеристики из измеренных спектров, можно использовать следующие два способа:

- i) Выполнить серию расчётов, итерационным образом изменяя закладываемые в каждый следующий расчёт файлы оценённых данных, с тем чтобы добиться совпадения каждого из расчётных спектров с экспериментально измеренным. Это - наиболее логически безупречный способ, однако его применимость в ряде случаев существенно ограничивается большим числом и взаимной корреляцией варьируемых параметров, а также крайне высокой трудоёмкостью. Этот способ применялся при обработке спектров рассеяния нейтронов на отдельных уровнях ^{238}U и описан более подробно в главе 2.
- ii) Для каждого из измерений выполнить пару расчётов, в первом из которых моделируется реальная экспериментальная ситуация (многократные взаимодействия нейтронов из двухкомпонентного источника с учётом ослабления и многоэлементного состава образца), а во втором - некий идеализированный эксперимент (только однократные взаимодействия нейтронов из однокомпонентного "моноэнергетического" источника с образцом, состоящим только из исследуемого элемента с реальной плотностью, но без учёта ослабления), а затем ввести в измеренный спектр поправку, равную отношению этих двух расчётов. Этот способ применялся для извлечения спектров мгновенных нейтронов деления и рассеяния ядрами ^{237}Np , и точность вводимой поправки существенно зависит от детальности описания всех особенностей измеряемых спектров (см. также главу 3).

Во второй главе описаны экспериментальное исследование неупругого рассеяния нейтронов на первых уровнях ^{238}U и меры, предпринятые для обоснования достигнутой точности результатов.

Для детектирования нейтронов использовался пластический сцинтиллятор (полистирол, активированный паратерфенилом и РОРОР) диаметром 80 мм и толщиной 20 мм. Сцинтиллятор просматривался двумя фотоумножителями ФЭУ-143, работающими в режиме совпадений (величина "окна" схемы совпадений составляла 15 нс). При этом порог детектора составлял ~100 кэВ, что позволило обеспечить уверенную регистрацию нейтронов с энергией ~150-200 кэВ при полном подавлении собственных шумов ФЭУ, а временное разрешение (ПШПВ) изменяется от 2.3 нс вблизи порога регистрации до 1.4 нс для более высоких энергий.

Для получения нейтронов с энергией 300-600 кэВ были разработаны металлическая литиевая мишень и способ её напыления непосредственно в вакуумной системе ускорителя. Для измерений использовались мишени толщиной от 0.13 мг/см² до 0.20 мг/см².

Рассеивающие образцы ^{12}C и ^{238}U были выполнены в виде дисков диаметром 46.2 мм и толщиной 10 мм, масса уранового образца составляла 301.52 г, а углеродного - 52.305 г. Образцы располагались на расстоянии 10.7 см от источника нейтронов, а основной нейтронный детектор - на расстоянии ~200.5 см от исследуемого образца под углом 120° относительно направления протонного пучка. Нормаль к поверхности образца располагалась в плоскости мишень-образец-детектор и была повернута на угол 30° по отношению к падающему пучку, что обеспечивало лучшее временное разрешение за счёт уменьшения разброса пролётных длин.

Для моделирования процесса переноса нейтронов нами был создан программный комплекс MULTIC, позволяющий непосредственно использовать информацию об энергетической зависимости парциальных сечений и угловых распределениях вторичных нейтронов из файлов оценённых ядерных данных в формате ENDF. При этом вычислялись функции отклика для каждой из возможных реакций (упругое рассеяние, неупругое на 1-м уровне, неупругое на 2-м и т.д.) с возможностью независимого изменения любого из парциальных сечений.

Спектры нейтронов, рассеянных углеродным и урановым образцами, были измерены для четырех энергий падающих нейтронов: 312, 387, 474 и 569 кэВ. Измерения с углеродным образцом были выполнены для абсолютизации нейтронного потока на исследуемом образце ^{238}U , а также для проверки корректности процедуры построения функции отклика времяпролётного спектрометра.

Для оценки степени влияния нейтронных данных, закладываемых в расчёт, на окончательные величины *извлекаемых* сечений были выполнены расчёты с использованием библиотек БРОНД-2, JENDL-3 и ENDF/B-VI.

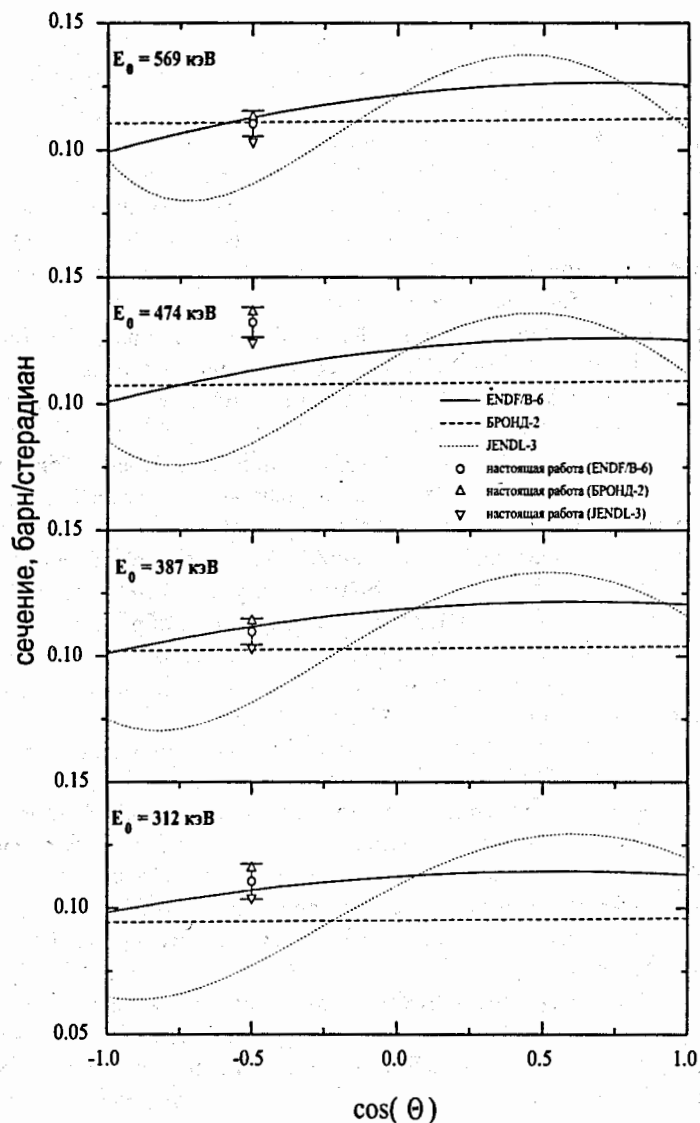


Рис. 3. Сечения неупругого рассеяния нейтронов на первом уровне ^{238}U на угол 120° , извлекаемые из экспериментальных данных с использованием разных библиотек оцененных данных (символы) и угловые распределения, заложенные в эти библиотеки (кривые). Погрешности извлекаемых величин одинаковы для всех трех наборов и потому показаны только для результатов, полученных с использованием оценки ENDF/B-VI

Угловые распределения нейтронов рассеяния на первом уровне ^{238}U , заложенные в эти библиотеки, показаны на рис. 3 вместе со значениями сечений рассеяния на угол 120° , извлечёнными из нашего эксперимента с помощью описанной выше итерационной процедуры. Видно, что извлекаемые величины сечений, полученные с использованием библиотек БРОНД-2 и ENDF/B-VI, согласуются между собой в пределах $\sim 2\%$.

В то же время использование оценки JENDL-3, в которую заложена большая анизотропия рассеяния, даёт систематически заниженные на $\sim 6-10\%$ значения извлекаемых сечений рассеяния. Следует также отметить, что учёт "фоновой" компоненты даёт завышенное (до 25%) значение сечения неупругого рассеяния.

Так как измерения были выполнены для единственного угла рассеяния, то в таблице представлены пары значений функций возбуждения первых двух уровней: в предположении изотропного углового распределения рассеянных нейтронов (1), что практически соответствует оценке БРОНД-2, и с использованием углового распределения, заложенного в оценке ENDF/B-VI (2).

Сечения рассеяния нейтронов ядрами ^{238}U

E_0 , кэВ	$\sigma_{inel}^{(1)}$, барн		$\sigma_{inel}^{(2)}$, барн	
	1	2	1	2
312	1.39 ± 0.09	1.43 ± 0.09		
387	1.38 ± 0.07	1.43 ± 0.07		
474	1.66 ± 0.08	1.74 ± 0.08	0.202 ± 0.013	0.210 ± 0.13
569	1.39 ± 0.06	1.46 ± 0.07	0.237 ± 0.013	0.249 ± 0.014

Приводимые в таблице погрешности складываются квадратичным образом из следующих компонент:

- i) неопределённость знания числа ядер в образце $\sim 0.5\%$;
- ii) неопределённость знания сечения упругого рассеяния на углероде $\sim 1\%$;
- iii) погрешность определения нейтронного потока на образце $\sim 4\%$;
- iv) погрешность извлечения поправочных коэффициентов из процедуры подгонки подгонки расчёта к эксперименту (включает в себя также и статистическую ошибку) $\sim 2-5\%$;
- v) неопределённость энергетического хода эффективности нейтронного детектора $\sim 1\%$.

Результаты, полученные в предположении изотропного углового распределения рассеянных нейтронов (колонка 1), показаны на рис. 4 вместе с опубликованными в 1994 году результатами работы бельгийской группы; там же

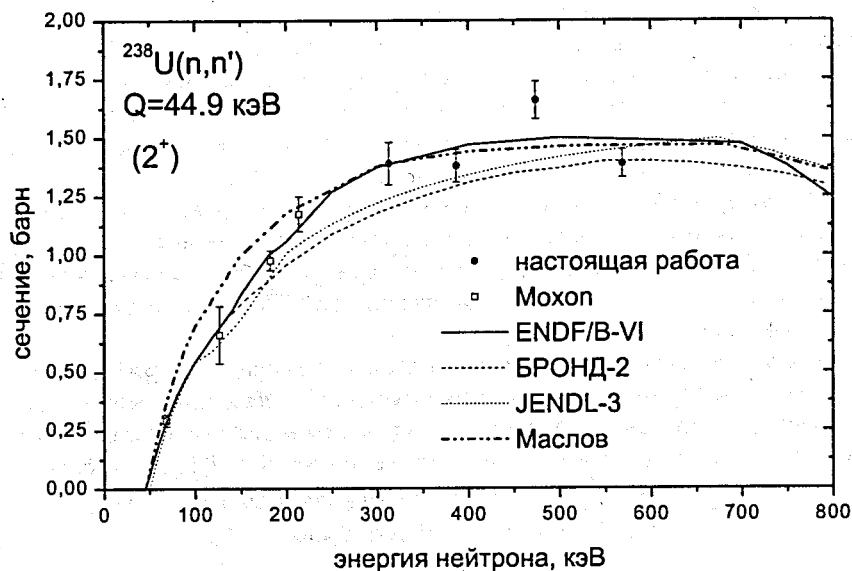


Рис. 4. Результаты настоящей работы и бельгийской группы вместе с различными оценками сечения неупругого рассеяния нейтронов на первом уровне ^{238}U

приведены оценки БРОНД-2, JENDL-3 и ENDF/B-VI, а также выполненная в 1998 году оценка Маслова, включившая в себя и данные последних двух работ. Видно, что данные настоящей работы и данные Моксона и др. подтверждают оценку ENDF/B-VI с точностью $\sim 5\%$.

Третья глава посвящена выполненным впервые измерениям сечений реакции (n,n') и спектров нейтронов, неупруго рассеянных ядрами ^{237}Np .

Одной из ключевых проблем при проведении этого эксперимента была необходимость регистрации относительно редких нейтронных событий в присутствии интенсивного γ -фона. Поэтому был изготовлен допускающий n - γ разделение по форме импульса нейтронный детектор на основе монокристалла стильбена диаметром 70 мм и толщиной 50 мм, просматриваемый фотоумножителем ФЭУ-30. Для измерений был выбран режим, обеспечивающий ~ 10 -кратное подавление γ -событий при пороге регистрации нейтронов ~ 150 кэВ. Кроме этого, для снижения загрузки детектора использовался свинцовый фильтр, установленный внутри защитного коллиматора непосредственно перед нейтронным детектором. Скорость счёта γ -квантов из образца составляла $\sim 1.9 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ при расстоянии "образец-де-

тектор" 204.8 см; установка свинцового фильтра толщиной 20 мм позволила снизить загрузку до приемлемого значения $\sim 60 \text{ с}^{-1}$. Временное разрешение детектора составляло 1.5-2 нс.

Источником нейтронов с энергией 1-2.5 МэВ служила реакция $T(p,n)$ в твёрдой титан-третиевой мишени. Использовались мишени на молибденовой и медной подложках толщиной 0.3 мм, на которые был нанесён слой титана толщиной $\sim 0.4 \text{ мг/см}^2$, насыщенный тритием. Мишень охлаждалась слоем проточной воды толщиной 0.3 мм, ограниченным стальной крышкой толщиной 0.3 мм. Диаметр перечисленных выше зон составлял ~ 15 мм.

^{237}Np образец был изготовлен из порошка NpO_2 , помещённого в цилиндрический контейнер из нержавеющей стали (высота цилиндра 45 мм, диаметр 47 мм; толщина боковых стенок 0.1 мм, толщина основания 0.3 мм). Вес пустого контейнера равен 19.9 г, вес порошка $^{237}\text{NpO}_2$ - 189.1 г. Углеродный образец изготовлен в виде полого цилиндра с внешним диаметром 47 мм, внутренним диаметром 27 мм и высотой 45 мм. Образцы располагались на расстоянии 11.8 см от мишени. Все спектры были измерены под углом 120° для семи разных энергий падающих нейтронов в диапазоне от 1 МэВ до 2.5 МэВ. Для двух начальных энергий ($E_0 \sim 1$ МэВ и ~ 1.5 МэВ) измерения были повторены.

Исследуемый образец содержит ядра Np, O и Fe в соотношении 1:2:0.5, поэтому мы не можем воспользоваться достаточно простой процедурой - вычитанием спектров, измеренных с пустым контейнером, чтобы получить чистый эффект от взаимодействия нейтронов с NpO_2 . Вклад рассеяния на ядрах Fe и O был определён расчётным путем с помощью полномасштабного моделирования эксперимента методом Монте Карло. Нейтронные данные для ядер Np, Fe, C, O и H были взяты из библиотеки ENDF/B-VI.

Для того чтобы извлечь интересующую нас информацию (спектры и сечения рассеяния нейтронов ядрами ^{237}Np) из измеренных спектров (смесь СМНД и рассеяния на ядрах нептуния, кислорода и железа с учетом многократного рассеяния и ослабления в образце), использовался метод, описанный в главе 1 - измеренный спектр домножался на поправочную функцию, равную отношению двух расчётов (см. рис. 5), в первом из которых моделировалась реальная экспериментальная ситуация, а во втором - некий идеализированный эксперимент (однократные взаимодействия нейтронов из однокомпонентного "многочастотного" источника с образцом, состоящим только из исследуемого элемента с реальной плотностью, но без учёта ослабления), что позволяет получить чистый эмиссионный спектр для ^{237}Np , равный сумме спектров упругого и неупругого рассеяния, а также спектра мгновенных нейтронов деления этого ядра.

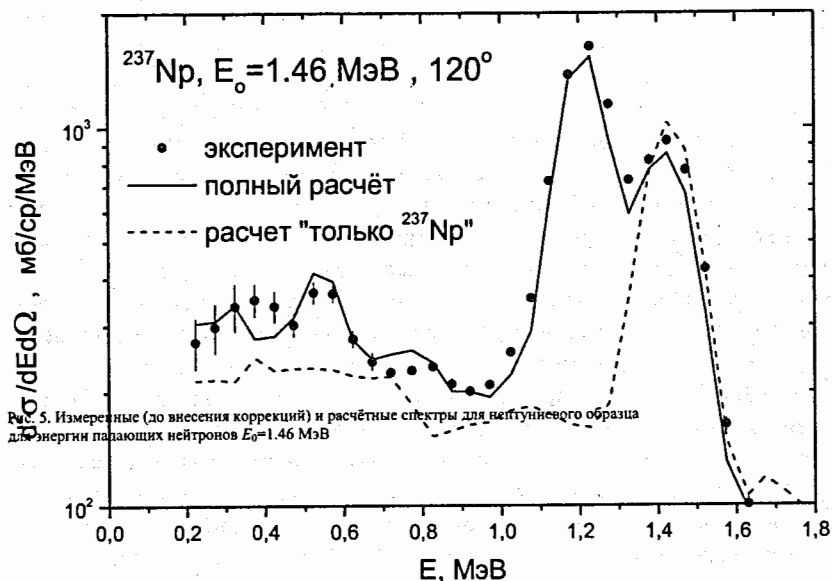


Рис. 5. Измеренные (до внесения коррекций) и расчётные спектры для нептуниевого образца для энергии падающих нейтронов $E_0=1.46$ МэВ

Рис. 5. Измеренные (до внесения коррекций) и расчётные спектры для нептуниевого образца для энергии падающих нейтронов $E_0=1.46$ МэВ

Чтобы получить интересующие нас сечения и спектры неупругого рассеяния, были выполнены измерение и оценка спектра МНД ^{237}Np (метод расчета СМНД подробно описан в Приложении 1). Спектр нейтронов для процессов упругого и неупругого рассеяния (результат вычитания СМНД из эмиссионного спектра) для энергии падающих нейтронов ~ 1.5 МэВ приведён на рис. 6 вместе с оценками ENDF/B-VI, JENDL-3 и БРОНД-3 (только неупругое рассеяние).

Наши данные подтверждают существование пика, связанного с рассеянием на группу уровней с энергией возбуждения $\sim 0.2-0.5$ МэВ. В то же время, оценённые данные указанных библиотек завышают сечение неупругого рассеяния для области энергий возбуждения $0.5-0.9$ МэВ.

Следующие факторы были включены в полную ошибку экспериментальных данных:

- i) статистическая точность - изменялась от $\sim 1\%$ до $>50\%$ в зависимости от энергии нейтронов (с наименьшей точностью был измерен участок спектра нейтронов деления с энергией >7 МэВ);
- ii) неопределённость нормировки данных и положения образца 3.3%

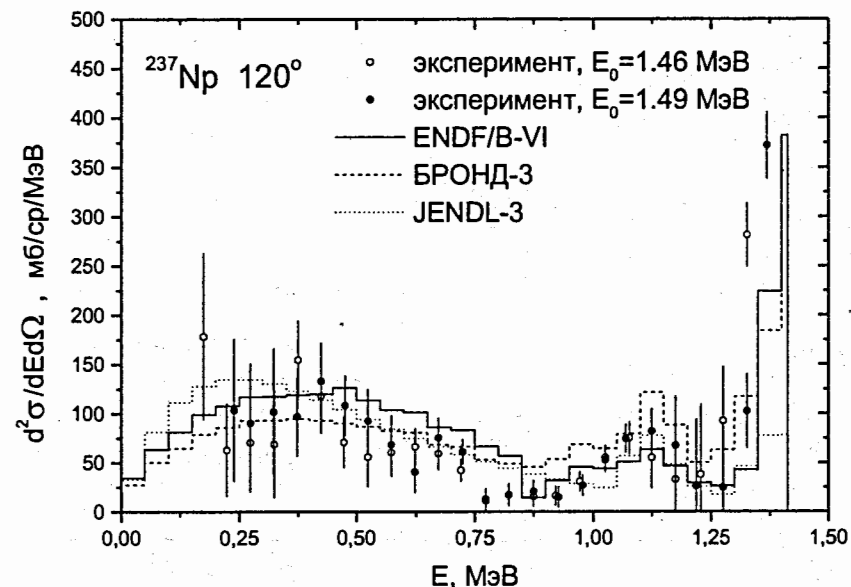


Рис. 6. Спектр нейтронов из реакций упругого и неупругого рассеяния для начальной энергии $E_0 \sim 1.5$ МэВ

- iii) точность знания сечения упругого рассеяния на углероде - 1%
- iv) неопределённость числа ядер ^{237}Np в образце 2% .
- v) неопределённость эффективности детектора составляла $\sim (20-10)\%$ ($E=0.2-0.6$ МэВ), $\sim 2\%$ ($0.8-4$ МэВ) и $>5\%$ ($4-10$ МэВ).

Следует подчеркнуть, что невключение в анализ вклада "фоновых" нейтронов может привести к двукратному завышению спектров неупругого рассеяния.

В нашем эксперименте была измерена только часть спектра неупругого рассеяния. Часть нейтронов с малой энергией ($E < 0.25$ МэВ) теряется из-за порога регистрации нейтронного детектора, другая - с энергией $E \sim E_0$ - неотделима от пика упругого рассеяния. Поэтому для сравнения экспериментальных и оценённых сечений неупругого рассеяния спектры вторичных нейтронов были проинтегрированы в области энергий от 0.25 МэВ до $(E_0 - 0.25)$ МэВ. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния на угол 120° приведены на рис. 7. Экспериментальные данные показывают устойчивое увеличение сечения рассеяния при увеличении начальной энергии от 1.5 МэВ до 2.5 МэВ, что отличается от оценённых зависимостей. Однако, имея в виду отмеченные выше экс-

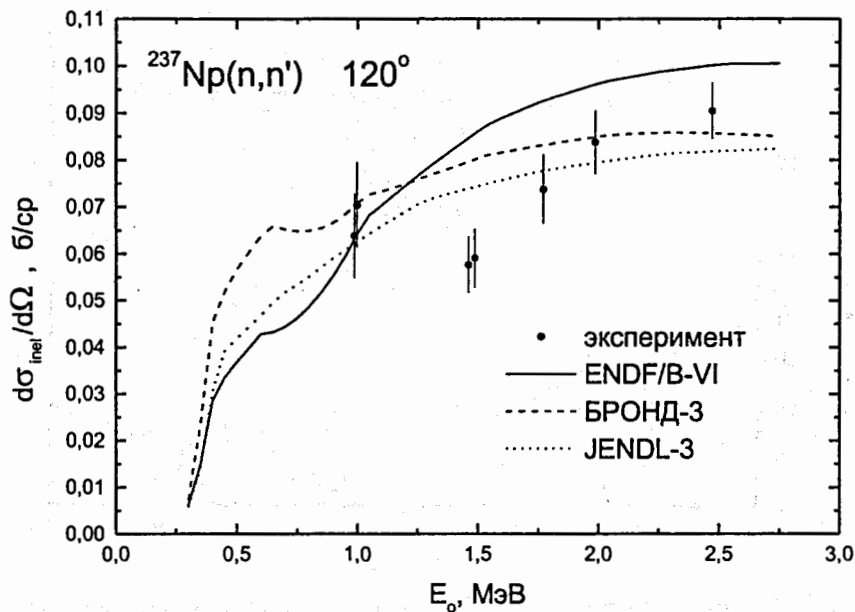


Рис. 7. Сечение неупругого рассеяния, проинтегрированное по спектру от 0.25 МэВ до $(E_0 - 0.25)$ МэВ, для угла 120° в зависимости от начальной энергии

периментальные трудности, следует признать удовлетворительным согласие между экспериментальными результатами и оценками БРОНД-3, JENDL-3 в области энергий 1.7-2.5 МэВ.

И, наконец, в четвертой главе изложены основные результаты и выводы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

Основными результатами настоящей работы являются:

- 1) Разработан времяпролётный спектрометр на базе ускорителя ЭГ-1 ФЭИ с металлической литиевой мишенью в качестве источника нейтронов. Проведено детальное исследование основных его характеристик, необходимых для расчётного моделирования функции отклика спектрометра. Показаны преимущества, которые даёт накопление первичной экспериментальной информации в виде многомерных распределений как при отладке аппаратуры, так и на этапе обработки.
- 2) Впервые сформулирована и реализована методика самосогласованного построения функции отклика спектрометра нейтронов по времени пролета и базирующиеся на ней способы извлечения физической информации из наблюдаемых аппаратурных спектров для случаев немонотонного нейтронного источника и/или многокомпонентного состава исследуемого образца.
- 3) Проведены измерения сечений неупругого рассеяния нейтронов на отдельных уровнях ^{238}U в диапазоне энергий падающих нейтронов 230-600 кэВ. Итерационная процедура обработки измеренных спектров с использованием комплекса MULTIC показала высокую устойчивость извлекаемых сечений относительно изменения закладываемых в расчёт библиотек оценённых данных (БРОНД-2, JENDL-3 и ENDF/B-VI), что позволило обосновать достигнутую точность (5-6 %) извлекаемых сечений. Полученные результаты и данные работы [33] подтверждают приведённую в библиотеке ENDF/B-VI оценку сечений неупругого рассеяния на первых двух уровнях ^{238}U и позволяют сделать вывод о том, что на сегодняшний день эти сечения известны с точностью порядка 5 %.
- 4) Впервые выполнены измерения сечений реакции (n,n') и спектров неупругого рассеяния нейтронов ядрами ^{237}Np . Необходимость извлечения интересующей физической информации (сечений и спектров неупругого рассеяния) из эмиссионных спектров, измеренных с использованием многокомпонентного образца, потребовала проведения измерений спектра мгновенных нейтронов деления и новой оценки спектра МНД ^{237}Np , а также применения разработанных в настоящей работе методов, основанных на расчётном моделировании функции отклика спектрометра. Полученные данные о сечении неупругого рассеяния качественно подтверждают зависимости, заложенные в оценки библиотек БРОНД-3 и JENDL-3.

Апробация работы и основные публикации. Основные результаты, представленные в диссертации, докладывались на Международных конференциях и семинарах, а также были использованы для построения оценки неупругого рассеяния нейтронов ядрами ^{238}U и опубликованы в следующих работах:

1. Корнилов Н.В., Кагаленко А.Б., Барыба В.Я., Балицкий А.В., Руденко А.П. Спектрометр нейтронов по времени пролета на базе ускорителя ЭГ-1: Препринт ФЭИ-2174, Обнинск, 1991.
2. Корнилов Н.В., Кагаленко А.Б., Дружинин В.И., Харитонов А.К., Минко Ю.В., Миронов А.Н. Система регистрации и обработки данных спектрометра нейтронов по времени пролета на базе ускорителя ЭГ-1: Препринт ФЭИ-2165, Обнинск, 1991.
3. Корнилов Н.В., Кагаленко А.Б. Эмиссия нейтронов перед полным ускорением и спектры мгновенных нейтронов деления // ЯФ, 1994, т.57, с.1240.
4. Kornilov N.V., Kagalenko A.B. On the origin of low energy 'tail' for monoenergetic neutron sources // Сб. тр. Международного семинара по взаимодействию нейтронов с ядрами (ISINN-3), Дубна, 1995, с.209.
5. Kornilov N.V., Kagalenko A.B. Inelastic neutron scattering by ^{235}U and ^{238}U nuclei // Nuclear Science and Engineering, 1995, no.120, p.55.
6. Kornilov N.V., Kagalenko A.B. Inelastic neutron scattering on the first level of ^{238}U // Сб. тр. Международного семинара по взаимодействию нейтронов с ядрами (ISINN-4), Дубна, 1996, с.245.
7. Kornilov N.V., Kagalenko A.B., Demenkov V.G., Baryba V.Ya., Poupko S.V., Androsenko P.A. Inelastic neutron scattering on ^{237}Np // Сб. тр. Международного семинара по взаимодействию нейтронов с ядрами (ISINN-5), Дубна, 1997, с. 297.
8. Kornilov N.V., Kagalenko A.B., Demenkov V.G., Baryba V.Ya., Poupko S.V., Androsenko P.A. Fission neutron spectra for ^{237}Np at 0.5 MeV neutron incident energy // Там же, с. 304.
9. Kornilov N.V., Kagalenko A.B., Poupko S.V., Androsenko P.A., Hambsch F.-J. On the mechanism of neutron emission in fission // Proc. of International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, 1997, p.179.
10. Kornilov N.V., Kagalenko A.B., Baryba V.Ya., Poupko S.V., Androsenko P.A. Inelastic neutron scattering and fission neutron spectra for ^{237}Np // Там же, p.577.
11. Kornilov N.V., Kagalenko A.B., Maslov V.M., Porodzinskij Yu.V., Suhovitskij E.Sh. New evaluation of the fission neutron spectra for ^{238}U // Там же, p.940.

12. Корнилов Н.В., Кагаленко А.Б., Пупко С.В., Андросенко П.А. // Примесь трития в подложке твердой мишени и нейтронный спектр "моноэнергетического источника": Препринт ФЭИ-2720, Обнинск, 1998.
13. Корнилов Н.В., Кагаленко А.Б., Хамбш Ф.-Й. Расчет спектров мгновенных нейтронов деления на основе новой систематики экспериментальных данных // ЯФ, 1999, т. 62, с. 1.

Подписано к печати 04.06.99 г. Формат 60x84 1/16. Усл. п. л. 0,6.
Уч.-изд. л. 0,9. тираж 90 экз. Заказ №

Отпечатано на ротапринтере методом прямого репродуцирования
с оригинала автора.
249020, Обнинск Калужской обл., ФЭИ