

Ба 206659/1

Ленинградский ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени
Государственный Университет имени А.А.Жданова

Физический факультет

На правах рукописи
УДК 539.172.4 + 539.141/.142

РУДАК Эдуард Аркадьевич

МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЗОНАНСНЫХ S -НЕЙТРОНОВ
СО СФЕРИЧЕСКИМИ ЯДРАМИ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Ленинград
1986

КОНТРОЛЬНЫЙ ЭКЗЕМПЛЯР

Работа выполнена в ордена Трудового Красного Знамени
Институте физики АН БССР

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

Барышевский В.Г.

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Романовский Е.А.

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Гриднев К.А.

Ведущее научно-исследовательское учреждение -
Харьковский ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции
физико-технический институт АН УССР

Защита состоится _____ 1986 г. в _____ ч.
на заседании специализированного совета Д 063.57.14 по защите
диссертаций на соискание ученой степени доктора физико-
математических наук при Ленинградском ордена Ленина и ордена
Трудового Красного Знамени государственном университете имени
А.А.Жданова

Адрес: 199164 Ленинград, Университетская наб., 7/9

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке универ-
ситета

Автореферат разослан _____ 1986 г.

Ученый секретарь
специализированного совета

П.П.Зарубин

Ба 206659

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы. Ядерные реакции на резонансных нуклонах представляют большой интерес по двум причинам:

- Возможность получения спектроскопической информации о структуре ядерных состояний с энергией возбуждения вплоть до энергии связи нуклона в ядре $V_{\text{нукл}}$.
- Установление механизма протекания ядерных реакций в области перекрывающихся резонансов, характера образования и распада высоковозбужденных состояний ядра, типа состояний составного ядра.

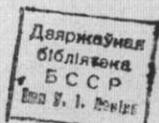
Типичными реакциями данного типа являются реакции радиационного захвата резонансных нейтронов ($n_{\text{рез}}, \gamma$) и резонансных протонов ($p_{\text{рез}}, \gamma$). Во многих отношениях сходной с указанными реакциями является и реакция радиационного захвата тепловых нейтронов ($n_{\text{тепл}}, \gamma$).

В настоящей работе основное внимание уделяется именно реакциям радиационного захвата нуклонов, поскольку парциальные ширины неупругих столкновений Γ , нейтронных и протонных резонансных состояний для подавляющего большинства ядер определяются практически полностью радиационными процессами. Кроме того, данные реакции удобны для теоретического анализа из-за имеющегося очень большого экспериментального материала по схемам γ -распада высоковозбужденных состояний, образующихся при захвате ядрами резонансных нейтронов и протонов, а также тепловых нейтронов.

В реакциях радиационного захвата нуклонов кардинальной проблемой был и остается сам механизм протекания реакций, хотя отправная точка зрения при теоретическом анализе экспериментальных данных из указанных реакций хорошо известна и практически общепринята - это двухстадийная модель протекания ядерных реакций с образованием промежуточного составного ядра в той или иной модификации (см., например, обзор Allen B.J., Musgrove A.R. de L. Valence and doorway mechanisms in resonance neutron capture. - *Advances in Nucl. Phys.*, 1978, v. 10, p. 129-195).

Между тем, классическая по своей физической сущности, концепция перераспределения вносимой в ядро нуклоном энергии возбуждения по многим степеням свободы вследствие парных нуклон-

10.02.2010



нуклонных взаимодействий находится в противоречии с квантовой механикой - нарушаются соотношения неопределенностей между энергией и временем, координатой и импульсом (см. Breit G. Definitions of compound states. - Rev. Mod. Phys., 1964, v. 36, p. 1071-1075; Соловьев В.Г. Структура высоковозбужденных состояний сложных ядер. - ЭЧАЯ, 1972, т.3, стр.770-831).

Более того, касаясь основных закономерностей распада квазистационарных состояний, В.А.Фок прямо указывает, что "атом не стареет, а распадается внезапно" (Фок В.А. Закон распада почти-стационарного состояния. - Начала квантовой механики, М: Наука, 1976. - стр. 159-162). Двухстадийный же, последовательный процесс образования и распада промежуточного составного ядра является типичным процессом "старения" системы.

К сожалению, приведенные в вышеуказанных работах В.А.Фока, Г.Брейта и В.Г.Соловьева аргументы носят чисто качественный характер и не получили должного признания и распространения. В этих условиях дополнение качественных аргументов количественными, оформление их в виде соответствующего математического аппарата кажется своевременным и актуальным.

Теоретический анализ механизма реакций радиационного захвата нуклонов на практике сводится к объяснению экспериментальных интенсивностей $I_{\gamma if}$ или парциальных радиационных ширин $\Gamma_{\gamma if}$, соответствующих прямым γ -переходам ядра-продукта из исходного захватного состояния с волновой функцией X_i на конечные уровни с волновыми функциями Φ_f .

Из-за различного рода трудностей, в подобных исследованиях наиболее широко используются модели двух типов:

- модель валентного нуклона и
- статистическая модель γ -распада составного ядра.

Обе модели обладают хорошо развитым математическим аппаратом, но довольно узкими границами применимости. Особенно это касается модели валентного нуклона. Для многих ядер оказывается необходимым использовать модель, являющуюся по свойствам промежуточной между валентной моделью и статистической моделью. Разработка такой модели (назовем ее для определенности моделью валентного нуклона с учетом входных состояний) также является актуальной проблемой в исследованиях реакций радиационного захвата нуклонов.

Вопросы, решаемые в диссертации, в первую очередь связаны с

последовательной, строго в рамках квантовой механики трактовкой механизма реакции радиационного захвата резонансных S -нейтронов и разработкой модели валентного нуклона с учетом входных состояний.

Ряд исследуемых в настоящей работе вопросов касается расчетов структуры нижних уровней атомных ядер в рамках различных моделей (модель нечетных групп, модель типа "остов + нуклон" в наиболее употребительных модификациях).

В частности, детально исследована структура матричных элементов остаточного парного взаимодействия нуклонов в атомных ядрах, изучено влияние тензорных сил на энергетический спектр нижних уровней в сферических нечетно-нечетных ядрах. Спектроскопические расчеты подобного типа всегда были и остаются актуальными, так как дают информацию о нуклон-нуклонном взаимодействии в атомных ядрах

Цель работы. Основная цель настоящей работы - установление механизма реакций радиационного захвата резонансных нуклонов и тепловых нейтронов сферическими ядрами. Под этим, в частности, понимается:

- Квантовомеханическая трактовка механизма образования и распада составного ядра с разработкой соответствующего математического аппарата.

- Разработка модели валентного нуклона с учетом входных состояний и использование данной модели для объяснения экспериментальных спектров первичных γ -лучей из реакций радиационного захвата нуклонов сферическими ядрами.

В работе рассмотрен также ряд вспомогательных вопросов, косвенно связанных с решением основной задачи (потенциальный захват медленных S -нейтронов, коллективные γ -переходы типа $E1$, природа аномального характера γ -спектров из реакции (n, γ) на тяжелых ядрах с $A \sim 170 + 200$, спектроскопические расчеты структуры нижних уровней сферических ядер).

Научная новизна результатов. В настоящей работе разработан новый, более общий в математическом и физическом отношениях вариант феноменологической двухканальной теории резонансных ядерных реакций на S -нейтронах (все неупругие процессы, в том числе и радиационные, объединены в один канал; см., например, Давыдов А.С. Рассеяние медленных нейтронов атомными ядрами. - Квантовая

механика, М: Наука, 1973. - стр.569-574). Теория носит более общий характер, чем, например, R -матричная теория резонансных ядерных реакций или многоканальная теория с учетом неупругого рассеяния и столкновений с перераспределением (Ньютон Р. Теория рассеяния волн и частиц. - М: Мир, 1969. - стр.456-463) и является практически единственной, которая в принципе позволяет учитывать любые неупругие процессы.

Вышеуказанный вариант двухканальной теории резонансных ядерных реакций пригоден для описания процессов на ядрах с резкой границей. В настоящей работе математический аппарат модели впервые был приспособлен и для описания ядерных реакций на ядрах с диффузным краем (потенциал типа Вудса-Саксона плюс производная).

В приближении, когда потенциал ядра может быть аппроксимирован комплексным потенциалом типа Вудса-Саксона плюс производная, впервые получены точные аналитические выражения для парциальных ширин упругого Γ_e и неупругого Γ_r столкновений нейтронных резонансных S -состояний; элемента матрицы рассеяния по упругому каналу S_o ; длины рассеяния R' и силовой функции S^o в оптической модели упругого рассеяния S -нейтронов при низких энергиях.

На основании теоретического анализа распределения полных радиационных ширин $\Gamma_r = \sum \Gamma_{rif}$ нейтронных резонансных S -состояний в рамках двухканальной теории резонансных ядерных реакций впервые показано, что парциальные ширины неупругих столкновений Γ_r нейтронных резонансных S -состояний должны состоять из двух компонентов - $\Gamma_r^{(1)}$ и $\Gamma_r^{(2)}$. При этом ширина $\Gamma_r^{(2)}$ пропорциональна приведенной нейтронной ширине Γ_e^o резонанса. Аналогичный результат получен и для полных d -ширин Γ_d нейтронных резонансных S -состояний в рамках многоканальной теории с учетом неупругого рассеяния и столкновений с перераспределением.

Наиболее естественным объяснением двухкомпонентной структуры парциальных ширин неупругих столкновений Γ_r нейтронных резонансных S -состояний является предположение о смешанном характере последних. Ситуация формально очень похожа на ту, которая возникает при делении тяжелых ядер из-за существования второго минимума в потенциальной энергии деформации ядра (Бор О.,

Моттelson Б. Структура атомного ядра, т.2. - М: Мир, 1977. - стр.548-557). Уровням во втором минимуме потенциальной энергии в нашем случае соответствуют так называемые связанные состояния, утопленные в непрерывном спектре (в терминологии Р.Ньютона; Ньютон Р. Теория рассеяния волн и частиц. - М: Мир, 1969. - стр. 438-440).

Принципиально новой является и трактовка механизма ядерных реакций на резонансных S -нейтронах. Сложность структуры нейтронных резонансных S -состояний связывается с квантовомеханическим характером взаимодействия подсистем "ядро-мишень" и "налетающий S -нейтрон", а не с последовательным перераспределением энергии возбуждения вследствие парных нуклон-нуклонных взаимодействий. Как следствие, такое понятие, как "входное состояние", имеет смысл только для обозначения конфигураций определенного типа в волновой функции захватного состояния ядра-продукта, а не для описания процесса его образования.

Новым является и предложенный в работе метод количественной оценки роли входных состояний в f -распаде захватного состояния в реакциях радиационного захвата нуклонов. По сути дела, предложен более корректный вариант известной модели валентного нуклона, позволяющий учитывать в волновой функции захватного состояния кроме исходной конфигурации также и входные состояния. В рамках данной модели удалось впервые четко установить границы применимости обычной модели валентного нуклона, показать, что f -распад захватного состояния в сферических нечетных ядрах-продуктах идет преимущественно через входные состояния.

Новым результатом является установление зависимости приведенной вероятности f -переходов типа $E1$ ядер-продуктов $B(E1)$ из исходного S -состояния на конечные p -уровни от глубины залегания одночастичных p -состояний в потенциальной яме. В ряде случаев это должно приводить к нарушению корреляции между приведенными вероятностями f -переходов $B(E1)$ и приведенными нейтронными ширинами $\mathcal{J}_n^2(2j+1)$ конечных p -уровней.

Впервые исследована возможная роль коллективных f -переходов типа $E1$ в f -распаде захватного состояния в реакции ($n_{\text{тепл.}} f$) на ядрах с $A > 60$. Показано, что в ядрах с $A > 60$ коллективные f -переходы типа $E1$ могут играть заметную роль в f -распаде захватного состояния на уровни с энергией воз-

буждения $E_{\text{возб}} \sim \hbar \omega_{3^-}$.

На примере реакции ($n_{\text{тепл}} \rho$) впервые показано, что наличие удивительной корреляции между приведенными вероятностями ρ -переходов типа EI ядер-продуктов из захватного состояния $V(EI) \sim I_{\rho}/E_{\rho}^3$ и приведенными нейтронными ширинами $\mathcal{J}_n^2(2j+1)$ конечных ρ -уровней не является достаточным условием для преобладания прямого механизма реакции. Между тем, этот качественный критерий широко используется в литературе как свидетельство в пользу модели валентного нуклона без учета более сложных, чем исходная конфигурация, состояний.

Ряд новых результатов получен в спектроскопических расчетах в рамках обобщенной модели в приближении промежуточной связи и модели, учитывающей силы спаривания и квадрупольное взаимодействие между внешними нуклонами.

На примере ядер ^{38}Cl и ^{40}K в рамках модели нечетных групп впервые рассмотрена уникальная возможность сравнительно точной оценки параметров эффективного потенциала остаточного парного n - ρ -взаимодействия в атомных ядрах. В общем виде показано, что матричные элементы парного взаимодействия нуклонов независимо от его типа могут быть представлены в виде разложения по степеням квадрата результирующего момента $\mathcal{J}(\mathcal{J}+1)$.

Практическая ценность результатов. Материалы настоящей работы могут быть использованы следующим образом:

1. Разработанный в настоящей работе вариант двухканальной теории резонансных ядерных реакций на S -нейтронах значительно проще и удобнее при описании данных эксперимента, чем, например, R -матричная теория резонансных ядерных реакций или оболочечная теория ядерных реакций с учетом состояний континуума. Непосредственное применение теории может найти в ядерной энергетике.

2. Предложенная в настоящей работе трактовка механизма ядерных реакций на резонансных S -нейтронах может быть взята за основу при интерпретации экспериментальных данных, например, из реакции ($n_{\text{рез}} \rho$). Данный подход может быть распространен и на ядерные реакции других типов. В частности, на реакции на резонансных протонах.

3. В исследованиях структуры высоковозбужденных резонансных S -состояний, механизма образования и распада составного ядра

следует иметь в виду то обстоятельство, что один из компонентов парциальной ширины неупругих столкновений пропорционален приведенной нейтронной ширине Γ_e^0 резонанса. По-видимому, это может быть полезным и при изучении резонансных состояний других типов.

4. В различного рода расчетах может быть полезным аналитическое выражение для элемента матрицы рассеяния по упругому каналу S_e , полученное для комплексного потенциала типа Вудса-Саксона плюс производная. В частности, в оптической модели упругого рассеяния медленных S -нейтронов в аналитическом виде могут быть получены выражения для длины рассеяния R' и силовой функции S^0 . Аналогичную ценность имеют и аналитические выражения для парциальных ширин упругого Γ_e и неупругого Γ_r столкновений нейтронов резонансных S -состояний.

5. Предложенный в настоящей работе метод оценки статистических весов наиболее простых по структуре конфигураций, через которые идет преимущественный γ -распад захватного состояния в реакциях радиационного захвата нуклонов, эквивалентен модели валентного нуклона с учетом входных состояний. Данная модель может быть рекомендована для изучения механизмов реакций ($n_{\text{рез}} \cdot \gamma$), ($p_{\text{рез}} \cdot \gamma$) и ($n_{\text{тепл}} \cdot \gamma$) на сферических ядрах. Кроме этого, по данной методике могут быть проведены независимые оценки средней приведенной нейтронной ширины $\langle \Gamma_e^0 \rangle$ нейтронных резонансных S -состояний.

6. В качественных оценках механизма реакций радиационного захвата нуклонов посредством расчетов корреляционных коэффициентов между приведенными вероятностями γ -переходов типа E1 $V(E1) \sim I_{\gamma} / E_{\gamma}^3$ и приведенными нуклонными ширинами конечных уровней $\frac{1}{2} g_n^2 (2j + 1)$ следует учитывать, что наличие удовлетворительной корреляции между указанными величинами не является достаточным признаком преобладания прямого механизма реакции.

7. Найденные из анализа спектров нижних уровней ядер ^{38}Ce и ^{40}K параметры эффективного потенциала остаточного парного n - p -взаимодействия могут быть использованы для расчета энергетического расщепления уровней мультиплета в сферических ядрах в рамках модели нечетных групп.

8. Развитые в настоящей работе приближенные методы оценки радиальных интегралов Слетера и матричных элементов парного взаимодействия нуклонов для обычных, спин-обменных и тензорных сил

позволяют легко делать различного рода ориентировочные расчеты структуры нижних уровней сферических ядер в рамках модели нечетных групп.

Основные защищаемые научные положения:

1. Интерпретация механизма образования и процесса распада составного ядра в ядерных реакциях на S -нейтронах в области перекрывающихся резонансов.

2. Модель валентного нуклона с учетом входных состояний для описания механизма реакций радиационного захвата нуклонов сферическими ядрами.

3. Двухканальная теория резонансных ядерных реакций на S -нейтронах (все неупругие процессы объединены в один канал) на сферических ядрах, потенциал которых может быть аппроксимирован как прямоугольной потенциальной ямой, так и потенциалом типа Вудса-Саксона плюс производная.

4. Оптическая модель упругого рассеяния медленных S -нейтронов в случае аппроксимации оптического потенциала комплексным потенциалом типа Вудса-Саксона плюс производная.

5. Методы оценки матричных элементов и параметров эффективного потенциала остаточного парного $n-p$ -взаимодействия в сферических ядрах в рамках модели нечетных групп.

Апробация работы. Основные результаты, полученные в диссертации, докладывались, обсуждались и экспонировались на ХУ-ХУІ, ХУІІІ-ХХХІ Всесоюзных ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Международной конференции по фотоядерным реакциям и их применению (Асиломар, Калифорния, США, 1973 г.), Втором международном симпозиуме по спектроскопии γ -лучей из реакции (n, γ) (Петтен, Нидерланды, 1974 г.), У Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, 1980 г.), на научных семинарах ИФ АН БССР, ИФ АН Лит.ССР, ЛГУ, ЛТФ ОИАИ, ИФ АН УССР, ХФТИ АН УССР.

Публикации. По результатам выполненных в диссертации исследований опубликовано 44 работы.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, в котором перечислены основные полученные результаты, и списка литературы. Общий объем диссертации со-

ставляет 258 страниц машинописного текста (основной материал изложен на 198 страницах, 18 рисунков, 14 таблиц). Список цитируемой литературы включает 164 наименования (из них 44 работы автора).

Содержание диссертации

Во введении определяется основной предмет исследования диссертационной работы - механизм взаимодействия резонансных S -нейтронов с атомными ядрами. Отмечается место диссертационной работы в решении данной проблемы. Дается краткая аннотация претендующих на новизну результатов, существенно дополняющих представление о механизме взаимодействия резонансных S -нейтронов с атомными ядрами. Формулируются основные научные положения, подлежащие защите. Отмечается личный вклад автора в получении основных научных результатов.

В проведенных в диссертационной работе исследованиях можно четко выделить три основных направления:

- Исследования, касающиеся интерпретации механизма ядерных реакций на резонансных S -нейтронах, идущих с образованием составного ядра.

- Разработка модели валентного нуклона с учетом входных состояний и использование ее для оценки роли простых конфигураций в β -распаде захватного состояния в реакциях радиационного захвата нуклонов сферическими ядрами.

- Спектроскопические расчеты структуры нижних уровней сферических ядер в различных вариантах модели "возбужденный остов + нуклон" и модели нечетных групп.

Работы первого направления изложены в Главе I. Работы, касающиеся второго направления, и ряд смежных вопросов изложены в Главах 2,3. Спектроскопические расчеты структуры нижних уровней сферических ядер содержатся в Главах 3,4.

Ядерные реакции на резонансных нуклонах широко исследуются в настоящее время и экспериментально, и теоретически. Среди них особое место занимают реакции радиационного захвата нуклонов, поскольку для их экспериментального изучения нужна сравнительно простая техника и они удобны для проведения теоретического анализа.

Как правило, механизм указанных выше реакций объясняется на

основе гипотезы об образовании промежуточного составного ядра. Трактовка данной гипотезы на полумикроскопическом уровне дана Вайскопфом (Вайскопф В. Проблемы ядерной структуры. - УФН, 1962, т.62, стр.153-169):

"Ядерные реакции с нейтронами имеют простую физическую интерпретацию в рамках модели ферми-газа в некотором самосогласованном потенциале при наличии остаточного взаимодействия нуклонов ядра с падающим нейтроном. Если при взаимодействии с одним из нуклонов ядра вблизи границы нейтрон потеряет часть своей энергии (а нуклон ядра перейдет на более высокий уровень в соответствии с энергетическим балансом), причем оставшейся энергии будет недостаточно для того, чтобы покинуть ядро, то образуется простейшее возбужденное состояние типа "две частицы - дырка", характеризующееся определенным временем жизни. В дальнейшем возможны и другие последовательные столкновения, при которых возбуждается еще некоторое число нуклонов ядра. В соответствии с распределением энергетических уровней в ядре выше границы Ферми можно предполагать, что энергии E_{λ} отвечает резонансное состояние с определенным типом возбуждения нуклонов ("конфигурацией"). Упругое рассеяние нейтронов происходит при столкновении возбужденных нуклонов в ядре, в результате которых энергия возбуждения концентрируется на одном нуклоне. Естественно, чем большее число возбужденных нуклонов отвечает данному энергетическому состоянию, тем большее время жизни этого состояния, а следовательно, тем меньше ширины резонансов".

Данное определение механизма ядерных реакций на резонансных нейтронах является типичным. Число подобных цитат можно было бы легко увеличить. Между тем, данная модель по своей сути является квазиклассической (предполагается локализация налетающего нейтрона в объеме, соизмеримом с размерами ядра) и с точки зрения квантовой механики область ее применения должна быть при энергиях налетающих нейтронов $E_{\text{нейтр}} \sim 10 \text{ МаВ}$ и выше. Именно об энергиях нейтронов такого порядка и идет, в основном, речь в известной работе Н.Бора (Бор Н. Захват нейтрона и строение ядра. - Избранные научные труды, т.2. - М: Наука, 1971. - стр.192-201), в которой и была сформулирована гипотеза составного ядра.

Для подавляющего большинства ядер область неперекрывающихся резонансов соответствует таким энергиям нейтронов, при которых длина волны налетающих нейтронов гораздо больше размеров ядра

($E_n \sim 0 + 1 \text{ МэВ}$, $\lambda_n \sim 10^{-8} + 10^{-12} \text{ см}$). В этом случае предложенная Вайскопфом трактовка механизма ядерных реакций на резонансных нейтронах с точки зрения квантовой механики обладает рядом принципиальных недостатков. Два из них отмечены Брейтом в упомянутой выше статье (стр.4):

- Четкое разграничение во времени двух следующих одна за другой стадий протекания ядерных реакций - образование и распад составного ядра - противоречит соотношению неопределенностей между энергией и временем.

- В случае, когда длина волны нейтрона намного больше размеров ядра-мишени, не имеет смысла рассматривать взаимодействие налетающего нейтрона с отдельными нуклонами ядра-мишени. Такое рассмотрение противоречит соотношению неопределенностей между координатой и импульсом.

Кроме того, в силу принципа неразличимости тождественных частиц нельзя утверждать, что энергия возбуждения системы сосредоточена на налетающем нейтроне и в дальнейшем перераспределяется между нуклонами ядра-мишени посредством серии последовательных парных взаимодействий. Такой процесс является типичным процессом "старения" системы и, как отмечено в известной теореме Фока-Крылова (стр.4), не может иметь места при распаде квазистационарного состояния.

В пределах действия ядерных сил налетающий нейтрон и ядро-мишень являются взаимодействующими подсистемами полной системы "ядро-продукт". Поэтому сразу же после попадания налетающего нейтрона в сферу действия ядерных сил нуклонов ядра-мишени, полная система должна описываться сложной, многокомпонентной волновой функцией, а не волновой функцией из одного компонента "ядро-мишень + налетающий нейтрон", как это предполагается в модели Вайскопфа.

Критические замечания Брейта в адрес модели ядерных реакций с образованием промежуточного составного ядра получили в настоящей работе в рамках феноменологической двухканальной теории резонансных ядерных реакций на S -нейтронах соответствующее математическое оформление.

В рамках указанной теории для парциальных ширин упругого Γ_e и неупругого Γ_r столкновений нейтронных резонансных S -состояний могут быть получены точные выражения

$$\begin{aligned} \Gamma_e &= -2x/g'(E_\lambda) \quad , \\ \Gamma_r &= -2h/g'(E_\lambda) \quad . \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $1/g'(E_\lambda)$ с точностью до константы есть не что иное, как приведенная нейтронная ширина Γ_e^0 резонанса. Известно, что приведенные нейтронные ширины Γ_e^0 S -резонансов подчиняются χ^2 -распределению со степенью свободы $V \sim I$, т.е. их распределение носит характер близкий к случайному. Поэтому и парциальные ширины упругого Γ_e и неупругого Γ_r столкновений также должны подчиняться χ^2 -распределению с $V \sim I$. В отношении ширины неупругих столкновений Γ_r эксперимент не подтверждает этого вывода теории.

Для большинства ядер среди неупругих процессов, характеризующих распад нейтронных резонансных S -состояний, преобладает радиационный захват нейтронов, т.е. $\Gamma_r \cong \Gamma_\gamma$. Полные же радиационные ширины Γ_γ нейтронных резонансных S -состояний подчиняются χ^2 -распределению с большим числом степеней свободы.

На основании этого факта в настоящей работе был скорректирован математический аппарат двухканальной теории резонансных ядерных реакций и было показано, что парциальная ширина неупругих столкновений Γ_r должна состоять из двух компонентов

$$\Gamma_r = \Gamma_r^{(1)} + \Gamma_r^{(2)} \quad , \quad (2)$$

где $\Gamma_r^{(2)}$ определяется (1) и пропорциональна приведенной нейтронной ширине Γ_e^0 и поглощающему потенциалу W . Как показывает эксперимент, по-видимому, всегда $\Gamma_r^{(1)} \gg \Gamma_r^{(2)}$. Процессы, описываемые моделью Вайскопфа, по определению пропорциональны статистическому весу исходной конфигурации, т.е. Γ_e^0 и должны входить в ширину $\Gamma_r^{(2)}$. Однако ширина $\Gamma_r^{(2)}$ экспериментально не обнаруживается на фоне ширины $\Gamma_r^{(1)}$. Это подтверждает качественные аргументы Брейта против модели ядерных реакций с двухстадийным последовательным процессом образования и распада промежуточного составного ядра.

На основании вышеизложенного предлагается следующий механизм ядерных реакций на резонансных S -нейтронах:

Налетающий S -нейтрон сразу же после попадания в сферу действия ядерных сил ядра-мишени образует с последним сложную систему (без каких-либо промежуточных парных взаимодействий нуклонов в

ядре), описывающуюся многокомпонентной волновой функцией. Распад данной системы определяется только степенью сложности ее волновой функции и не связан с механизмом концентрации энергии возбуждения на малом числе степеней свободы. Распад системы может идти следующими способами:

1. Происходит упругое рассеяние S -нейтрона. Процесс описывается шириной $\Gamma_e = \Gamma_e^{\text{одн}} \vartheta_n^2$, где ϑ_n^2 - статистический вес исходной конфигурации "ядро-мишень + налетающий S -нейтрон". Малость нейтронной ширины Γ_e резонанса определяется малостью статистического веса исходной конфигурации ϑ_n^2 , а не длительностью процесса концентрации энергии возбуждения на отдельном нейтроне.

2. Полная система распадается по какому-либо неупругому каналу. Этим процессам соответствует ширина $\Gamma_r^{(1)}$. По порядку величины $\Gamma_r^{(1)} \sim \Gamma_r^{\text{одн}} / \mathcal{N}_S$, где \mathcal{N}_S - число компонентов в волновой функции. В сферических нечетных ядрах \mathcal{N}_S варьируется от $\sim 10^2$ до $\sim 10^5$, что обеспечивает узость резонанса и большое время жизни системы. Во многих случаях $\Gamma_r^{(1)} \approx \Gamma_r$ и может быть оценена теоретически.

3. Происходит поглощение S -нейтрона (переход S -нейтрона из несвязанной исходной конфигурации в какое-либо связанное входное состояние) с образованием связанного состояния, утопленного в непрерывном спектре (в терминологии Р. Ньютона, стр.7). Этому процессу соответствует ширина $\Gamma_r^{(2)}$. Совершенно очевидно, что поскольку связанное состояние, утопленное в непрерывном спектре, образуется посредством поглощения S -нейтрона из исходной конфигурации, ширина $\Gamma_r^{(2)}$ должна быть пропорциональна статистическому весу исходной конфигурации ϑ_n^2 , т.е. приведенной нейтронной ширине резонанса Γ_e^0 .

Соответствующий данной физической ситуации математический формализм развит на основе феноменологической двухканальной теории резонансных ядерных реакций на S -нейтронах. Математический аппарат модифицированной двухканальной теории базируется на аналитическом решении уравнения Шредингера с комплексным потенциалом типа Вудса-Саксона плюс производная для S -нейтронов. Теория пригодна как для описания одночастичных резонансов, так и резонансов составного ядра. Зависимость потенциала от энергии бралась в том же виде, что и в обобщенном оптическом потенциале в единой

где $\alpha_{\text{он}}^{\text{тп}}$ - рассчитываемые величины и $A'_{\text{он}}$ - искомые коэффициенты разложения.

Посредством минимизации с помощью стандартных программ функционала

$$F = \sum_p (\Gamma_{\text{тп}}^{\text{эксп}} - \Gamma_{\text{тп}}^{\text{теор}})^2 \quad (4)$$

можно отыскать наиболее вероятные значения коэффициентов разложения $A'_{\text{он}}$. Следует отметить, однако, что по такой методике можно исследовать механизм β -распада захватного состояния только таких ядер, структура нижних уровней которых может быть рассчитана в рамках той или иной модели ядра. Именно это обстоятельство и определило в значительной степени выбор исследованных в настоящей работе ядер.

В рамках указанного подхода проводился анализ механизма реакций ($n_{\text{тепл}}, \beta$) на ядрах ^{50}Ti , $^{52,54}\text{Cr}$, $^{54,56,58}\text{Fe}$, $^{58,60,62,64}\text{Ni}$, $^{64,66,68}\text{Zn}$, $^{70,72,74}\text{Ge}$, $^{74,76,78,80}\text{Se}$, ^{138}Ba , ^{140}Ce и ^{142}Nd ; ($n_{\text{рез}}, \beta$) на ядрах ^{40}Ca , $^{92,98}\text{Mo}$ и $^{114,116,118}\text{Sn}$; ($p_{\text{рез}}, \beta$) на ядрах ^{34}S , ^{56}Fe и $^{58,60,62,64}\text{Ni}$. Структура нижних уровней ядер-продуктов рассчитывалась в рамках обобщенной модели в приближении промежуточной связи; модели, учитывающей силы спаривания и квадрупольное взаимодействие между внешними нуклонами, и модели с параметризацией взаимодействия между валентным нуклоном и остовом. Для контроля использовались и результаты аналогичных расчетов других работ.

В реакции ($n_{\text{тепл}}, \beta$) на указанных выше сферических ядрах с $A \sim 50 + 80$ спектр первичных β -лучей (соответственно и механизм реакции) хорошо объясняются при учете в волновой функции захватного состояния исходной конфигурации $|0^+, S_{1/2}; 1/2^+\rangle$ и однофононных входных состояний $|2^+, d_{5/2}; 1/2^+\rangle$, $|2^+, d_{3/2}; 1/2^+\rangle$.

Как правило, β -распад захватного состояния идет преимущественно через однофононные входные состояния. Лишь в ядрах ^{53}Cr , ^{55}Fe и ^{61}Ni преобладает прямой механизм реакции, т.е. для описания данных эксперимента оказывается пригодной модель валентного нейтрона в ее наиболее простой форме - с учетом в волновой функции захватного состояния только исходной конфигурации.

Одновременно для указанных ядер рассчитывался корреляционный коэффициент ρ между приведенными вероятностями β -переходов

типа EI $B(EI) \sim I_{\gamma}/E_{\gamma}^3$ и приведенными нейтронными ширинами конечных p -уровней $\sqrt{2j+1}$. Качественный критерий корреляции величин $B(EI)$ и $\sqrt{2j+1}$ хорошо согласуется с количественными оценками вкладов исходной конфигурации и однофононных входных состояний, В ряде случаев, однако, корреляционный коэффициент оказался достаточно большим $\rho \sim 0.7 + 0.8$ и при сравнимых по величине вкладах исходной конфигурации и входных состояний в γ -распад захватного состояния (^{65}Ni , $^{65,67}\text{Zn}$).

Введен в рассмотрение новый корреляционный коэффициент ρ' между величинами $B(EI)$ и $(1 - \sqrt{2j+1})$. Наличие корреляции в этом случае должно свидетельствовать в пользу статистического характера γ -распада захватного состояния. Результаты расчетов показывают, что в рассмотренных ядрах статистическая модель γ -распада захватного состояния является еще более грубой, чем модель валентного нейтрона без учета входных состояний.

В ряде случаев (^{53}Cr , ^{55}Fe , ^{139}Ba , ^{141}Ce , ^{143}Nd) структура нижних уровней исследовалась более детально - с учетом как квадрупольных, так и октапольных вибрационных состояний остова. Это позволило качественно оценить возможный вклад коллективных γ -переходов типа EI в γ -распад захватного состояния в реакции ($n_{\text{тепл}} \gamma$). Эффект в целом невелик, не более 5 + 10% и может иметь место в ядрах с $A > 60$.

Один из наиболее интересных эффектов, наблюдаемых в реакции ($n_{\text{тепл}} \gamma$), - аномальный характер спектров γ -лучей в тяжелых ядрах с $A \sim 170 + 200$. Этот эффект заключается в аномально большой интенсивности (с точки зрения статистической теории γ -распада составного ядра) жестких γ -переходов, сопровождающих распад захватного состояния. Обычно аномальный характер спектров γ -лучей в указанных ядрах объясняется влиянием гигантских EI- и MI-резонансов, хотя согласие теории с экспериментом носит скорее качественный характер.

В настоящей работе рассматривается еще один фактор, который приводит к трансформации γ -спектра в нужном направлении, - сравнительно простая структура конечных p -уровней ядер-продуктов. Структура конечных уровней ядер-продуктов учитывалась приближенно посредством введения энергетической зависимости в коэффициенты разложения для некоторых конфигураций, как это делается в приближении промежуточной связи Лейна, Томаса и Вигнера (Лейн А.,

Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. - М: ИЛ, 1960. - стр.195-204). В рамках указанного подхода удалось показать, что учет структуры конечных ρ -уровней ядер-продуктов позволяет не только качественно, но и количественно описать спектры жестких γ -лучей из реакции (n тепл. γ) на тяжелых ядрах с $A \sim 170 + 200$.

Потенциальный захват нейтронов - один из немногих процессов, которые можно достаточно корректно описать теоретически. В настоящей работе рассматривались различные вопросы, связанные с потенциальным захватом медленных S -нейтронов на конечные ρ -уровни ядра-продукта. Потенциал ядра аппроксимировался потенциалом типа Вудса-Саксона, расчеты проводились для ядер с $A > 30$.

В частности, показано, что основной вклад в матричный элемент γ -перехода типа $E1$ S -нейтрона на конечный ρ -уровень дает область ядра с $r > R$ (R - радиус потенциала), т.е. реакция является поверхностной. При этом величина матричного элемента существенно зависит от глубины залегания конечных ρ -уровней. В ядрах с $A \sim 30$ и $A \sim 140$ это должно приводить к нарушению корреляции между приведенными вероятностями γ -переходов типа $E1$ $V(E1) \sim I_{\gamma}/E_{\gamma}^3$ и приведенными нейтронными ширинами конечных ρ -уровней $\sigma_{n}^2(2j + 1)$ (сказывается различие в глубине залегания одночастичных $\rho_{3/2}$ - и $\rho_{1/2}$ -уровней). В ядрах ^{25}Mg , ^{29}Si , ^{33}S , ^{41}Ar , ^{41}Ca такой эффект действительно наблюдается.

В ядрах, расположенных в районах максимумов силовой функции S -нейтронов, матричный элемент γ -перехода сильно зависит как от глубины потенциальной ямы, так и от параметра размытия края потенциальной ямы. В ряде случаев это может быть полезным при уточнении параметров потенциала ядра (например, в ядре ^{55}Mn).

По известной методике (Базь А.И. Время жизни промежуточных состояний. - ЯФ, 1966, т.4, стр.252-260) была проведена качественная оценка времени пребывания налетающего S -нейтрона в районе ядра-мишени при потенциальном рассеянии. Максимальное время пребывания налетающего S -нейтрона в районе ядра-мишени близко к классическому времени пролета $T_{\text{max}} \sim 4R/v$, что может иметь место только в ядрах, расположенных в районах максимумов силовой функции S -нейтронов. Для тепловых нейтронов оно достигает значительный $\sim 10^{-18}$ сек, т.е. такого же порядка, что и время жизни исходной конфигурации "ядро-мишень + налетающий S -нейтрон" по от-

ношению к γ -переходам типа E1 с энергией $E_{\gamma} \sim 7 + 9$ МэВ. В остальных ядрах $T \sim 4(\kappa R)^3/3\kappa v$, что значительно меньше, чем T_{max} .

Основные формулы оптической модели упругого рассеяния S -нейтронов при низких энергиях выражаются через сдвиг фаз рассеяния комплексным потенциалом (Ходгсон П.Е. Оптическая модель упругого рассеяния. - М: Атомиздат, 1966. - стр.32-36). В настоящей работе для этой цели использовалось аналитическое решение уравнения Шредингера с комплексным потенциалом типа Вудса-Саксона плюс производная для S -нейтронов.

Длина рассеяния R' и силовая функция S° оценивались для ядер с $A \sim 40 + 240$ с учетом как объемного, так и поверхностного поглощающих потенциалов. Радиус ядра и параметр размытия края потенциальной ямы не варьировались, а брались из экспериментов по рассеянию быстрых электронов.

Результаты расчетов показывают хорошее согласие с экспериментом практически для всех исследованных ядер (рассматривались только сферические ядра). Для большинства ядер результаты расчетов хорошо воспроизводят данные эксперимента при условии преобладания поверхностного поглощения над объемным. Однако в области минимума силовой функции S -нейтронов с $A \sim 90 + 130$ для согласования экспериментальных и теоретических значений необходимо полагать и наличие значительного объемного поглощения.

В отличие от исследований реакции ($n_{тепл}, \gamma$), в исследованиях реакции ($n_{рез}, \gamma$) основное внимание уделяется апробации модели валентного нейтрона с учетом входных состояний. Наряду с γ -распадом нейтронных резонансных S -состояний исследовался также γ -распад нейтронных резонансных P -состояний.

Особый интерес представляет γ -распад нейтронных резонансных S -состояний 20.4 кэВ и 42.1 кэВ с очень малой приведенной нейтронной шириной в ^{41}Ca . Вклад исходной конфигурации $|0^+, S_{1/2}; I/2^+\rangle$ в γ -распад этих резонансных состояний пренебрежимо мал по сравнению с вкладом входных состояний типа $|2^+, d_{5/2}; I/2^+\rangle$ и $|2^+, d_{3/2}; I/2^+\rangle$. Такие случаи в легких и средних ядрах встречаются крайне редко.

Много общего имеется в характере γ -распада нейтронных резонансных P -состояний в ядрах $^{93,95}\text{Mo}$, $^{115,117,119}\text{Sn}$. Из 40 исследованных P -резонансов лишь в 3 случаях для описания дан-

ных эксперимента оказалась пригодной простая модель валентного нейтрона без учета входных состояний. В остальных случаях необходимо использовать модель валентного нейтрона с учетом однофоновых и двухфоновых входных состояний. При этом вклад в β -распад входных состояний, как правило, превосходит вклад исходной конфигурации.

Ядра $^{93,99}\text{Mo}$, $^{116,117,119}\text{Sn}$ находятся в районе максимума нейтронной силовой функции ρ -нейтронов S' . Можно полагать поэтому, что использование модели валентного нейтрона без учета входных состояний для описания β -распада нейтронных резонансных ρ -состояний в ядрах, расположенных вне максимумов силовой функции ρ -нейтронов, еще более проблематично, чем в указанных выше ядрах.

В отношении характера β -распада немногих исследованных нейтронных S -резонансов наблюдается определенное сходство с β -распадом захватного состояния в реакции ($n_{\text{тепл}}, \beta$) на сферических четных ядрах с $A \sim 50 + 80$ — преобладает β -распад через исходную конфигурацию и однофоновые входные состояния.

Для проведения качественного анализа механизма реакции ($n_{\text{рез}}, \beta$) были сделаны оценки числа компонентов в волновых функциях нейтронных резонансных S -состояний в нечетных ядрах с $A \sim 30 + 240$. Число компонентов N_S варьируется в широких пределах от $\sim 10^2$ до $\sim 10^6$ для различных массовых чисел и типов ядер. Соответственно средний статистический вес одного компонента $\sim 1/N_S$ в волновой функции резонансного состояния варьируется от $\sim 10^{-6}$ до $\sim 10^{-2}$ (приближение однородной модели, или модели случайных матриц). Эти оценки неплохо согласуются со средними оценками статистических весов отдельных конфигураций, полученными посредством анализа механизма реакций ($n_{\text{тепл}}, \beta$) и ($n_{\text{рез}}, \beta$) в рамках модели валентного нейтрона с учетом входных состояний.

По аналогичной схеме с целью проверки границ применимости модели валентного протона в ее наиболее простой форме (без учета входных состояний) исследовался механизм β -распада ряда протонных резонансных состояний в ^{35}Cl (37), ^{57}Co (22), ^{59}Cu (8), ^{61}Cu (16), ^{63}Cu (5) и ^{65}Cu (8).

Выбор ядер-мишеней обуславливался одновременным наличием экспериментальных данных по частичным радиационным ширинам $\Gamma_{\beta i f}$ резонансных состояний из реакции ($\rho_{\text{рез}}, \beta$) и корректного теоретического описания структуры нижних уровней ядра-продукта. Резуль-

таты расчетов показывают, что модель валентного протона без учета входных состояний пригодна для описания β -распада лишь $\sim 7\%$ исследованных протонных резонансных состояний. При этом сравнительно надежно можно описать 3 + 4 β -перехода из захватного состояния на нижние уровни ядра-продукта, так как в этом случае достаточно учесть только однофононные входные состояния. Ситуация примерно такая же, что и в случае β -распада нейтронных резонансных состояний.

Из спектроскопических расчетов структуры нижних уровней атомных ядер наибольший интерес представляют исследования энергетического расщепления уровней мультиплетов в сферических нечетно-нечетных ядрах в рамках модели нечетных групп.

На основании анализа структуры нижних уровней ядер ^{38}Ca и ^{40}K (квартеты уровней конфигурации $(1d_{3/2}, 1f_{7/2})$) удалось достаточно надежно оценить параметры эффективного потенциала остаточного парного $n-p$ -взаимодействия в атомных ядрах. Полученные значения параметров потенциала остаточного парного $n-p$ -взаимодействия были использованы для расчета спектров нижних уровней ядер ^{32}Ne и ^{210}Bi . Рассчитанные спектры уровней хорошо согласуются с экспериментальными, хотя в расчетах не было использовано ни одного подгоночного параметра.

Исследована роль тензорных сил в остаточном парном взаимодействии нуклонов. Показано, что матричные элементы тензорных сил образуют знакопеременный ряд в зависимости от четности результирующего момента J . Матричные элементы с результирующими моментами J , имеющими четность J_{min} , отрицательны при четном числе Нордгейма N и положительны при нечетном N . Установлено, что тензорные силы дают наибольший вклад в матричные элементы с результирующими моментами 0 и 1.

Развит приближенный метод вычисления радиальных интегралов Слетера для центральных и тензорных сил. В рамках данного приближения можно довольно просто проводить различные ориентировочные расчеты структуры сферических нечетно-нечетных ядер. Показано, что вклад тензорных сил может быть имитирован посредством увеличения радиуса центрального взаимодействия. Проведены соответствующие расчеты для большого числа конфигураций пар нуклонов в сферических нечетно-нечетных ядрах.

Для понимания структуры мультиплетов нижних уровней сферичес-

ких нечетно-нечетных ядер в ряде случаев оказывается полезным представление диагональных матричных элементов остаточного парного взаимодействия нуклонов в виде разложения по степеням квадрата результирующего момента $J(J+1)$. Получены аналитические выражения соответствующих коэффициентов разложения для обычных, спин-обменных и тензорных сил.

Основные результаты диссертации опубликованы в приведенном ниже списке работ:

1. Рудак Э.А. Остаточное нейтрон-протонное взаимодействие в ядрах ^{38}Se и ^{40}K . - Ядерная физика, 1968, т. 7, вып. 6, с. 1190-1192.
2. Рудак Э.А. Об одной возможности оценки интегралов Слетера. - Ядерная физика, 1968, т. 8, вып. 4, с. 713-715.
3. Белоусова В.И., Рудак Э.А., Фирсов Е.И. "Прямой" захват тепловых нейтронов ядрами с $A \sim 50$. - Ядерная физика, 1969, т. 9, вып. 1, с. 100-101.
4. Рудак Э.А. Упрощенный метод учета тензорных сил в остаточном взаимодействии нуклонов. - Ядерная физика, т. 10, вып. 1, с. 74-77.
5. Богданов А.П., Рудак Э.А., Фирсов Е.И. Реакция $^{48}\text{Ca}(n, \gamma)^{49}\text{Ca}$ на тепловых нейтронах. - Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1969, № 3, с. 97-101.
6. Рудак Э.А. О структуре матричных элементов парного взаимодействия нуклонов в ядрах. - Ядерная физика, 1970, т. 11, вып. 5, с. 1024-1027.
7. Докутович В.А., Рудак Э.А. О роли тензорных сил в остаточном парном взаимодействии нуклонов. - Ядерная физика, 1970, т. 11, вып. 6, с. 1221-1224.
8. Кнатько В.А., Рудак Э.А. О роли входных состояний типа "фонон + частица" в реакции (n, γ) . - Ядерная физика, 1971, т. 13, вып. 3, с. 521-524.
9. Knat'ko V.A., Rudak E.A. Phonon-particle doorway states in (n, γ) reactions on nuclei with $A < 80$. - Nucl. Phys., 1971, v. A164, n. 3, p. 417-421.
10. Белоусова В.И., Рудак Э.А., Хильманович А.М. О корреляции выходов из реакций (n, γ) и (d, p) на легких ядрах. - Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1972, № 2, с. 125-126.

11. Кнатько В.А., Рудак Э.А. Входные состояния типа "фонон + частица" в реакции (n, γ) на ядрах с $N = 28$ и $N = 82$. - Ядерная физика, 1972, т. 15, вып. 6, с. 1132-1136.
12. Knat'ko V.A., Rudak E.A. Phonon-particle doorway states in (n, γ) reactions on nuclei with $N = 28$ and $N = 82$. - Nucl. Phys., 1972, v. A194, n. 3, p. 458-462.
13. Rudak E.A., Khilmanovich A.M. About anomalous nature of γ -rays spectra from the (n, γ) reaction on slow neutrons with nuclei $A \sim 200$. - In: Photonuclear reactions and applications. Proc. Int. Conf. Vol. 2 (Pacific Grove, California, 26-30 March 1973), 1973, p. 1071-1072.
14. Knat'ko V.A., Rudak E.A. The role of simple configurations in the γ -decay of the capture state. - In: Photonuclear reactions and applications. Proc. Int. Conf. Vol. 2 (Pacific Grove, California, 26-30 March 1973), 1973, p. 1069-1070.
15. Кнатько В.А., Нелаева В.И., Рудак Э.А. Структура нижних уровней ^{59}Ni и роль простых конфигураций в высвечивании захватного состояния в реакции $^{58}\text{Ni}(n, \gamma)^{59}\text{Ni}$. - Ядерная физика, 1973, т. 17, вып. 2, с. 262-266.
16. Ильенко Л.В., Рудак Э.А. γ -распад резонансных состояний из реакции $^{34}\text{S}(p, \gamma)^{35}\text{Se}$. - Ядерная физика, т. 19, вып. 6, с. 1181-1184.
17. Рудак Л.В., Рудак Э.А. γ -распад резонансных состояний в реакции $^{92}\text{Mo}(n, \gamma)^{93}\text{Mo}$. - Ядерная физика, 1974, т. 20, вып. 3, с. 483-488.
18. Rudak E.A., Rudak L.V. Gamma-decay of the resonance states in the $^{92}, ^{98}\text{Mo}(n, \gamma)^{93}, ^{99}\text{Mo}$ reactions. - In: Proc. 2nd Int. Symp. on neutron capture gamma ray spectroscopy and related topics (Petten, Netherlands, 2-6 Sep. 1974). - Petten: Reactor Centrum Nederland, 1975, p. 291.
19. Rudak E.A., Rudak L.V. Gamma-decay of the resonance states in the $^{58}, ^{60}, ^{62}, ^{64}\text{Ni}(p, \gamma)^{59}, ^{61}, ^{63}, ^{65}\text{Cu}$ reactions. - In: Proc. 2nd Int. Symp. on neutron capture gamma ray spectroscopy and related topics (Petten, Netherlands, 2-6 Sep. 1974). - Petten: Reactor Centrum Nederland, 1975, p. 429.
20. Rudak E.A., Khilmanovich A.M. The characteristics of potential scattering and capture of slow s-neutrons. - In: Proc. 2nd

- Int. Symp. on neutron capture gamma ray spectroscopy and related topics (Petten, Netherlands, 2-6 Sep. 1974). - Petten: Reactor Centrum Nederland, 1975, p. 158-159.
21. Martsynkevich B.A., Nelaeva V.I., Rudak E.A. On the role of collective E1 gamma-transitions in capture state de-excitation in the (n, γ) reaction. - In: Proc. 2nd Int. Symp. on neutron capture gamma ray spectroscopy and related topics (Petten, Netherlands, 2-6 Sep. 1974). - Petten: Reactor Centrum Nederland, 1975, p. 179-180.
 22. Knat'ko V.A., Rudak E.A. Mechanism of radiative capture of slow neutrons by spherical nuclei with $A \sim 50-80$ and $A \sim 140$. - In: Proc. 2nd Int. Symp. on neutron capture gamma ray spectroscopy and related topics (Petten, Netherlands, 2-6 Sep. 1974). - Petten: Reactor Centrum Nederland, 1975, p. 292-293.
 23. Ильенко Л.В., Княтько В.А., Нелаева В.И., Рудак Э.А. Радиационный захват нейтронов и роль простых конфигураций в высвечивании захватного состояния. - Минск, 1974. - 27 с. (Препринт/Институт физики АН БССР).
 24. Рудак Э.А., Хильманович А.М. Механизм радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами $^{60,62,64}\text{Ni}$, $^{64,66,68}\text{Zn}$, $^{70,72,74}\text{Ge}$ и $^{74,76,78}\text{Se}$. - Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1974, № 5, с. 116-120.
 25. Рудак Э.А. Механизм радиационного захвата нуклонов сферическими четными ядрами. - Минск, 1976. - 41 с. (Препринт/Институт физики АН БССР: № 110).
 26. Martsynkevich B.A., Rudak E.A. The role of the collective E1 γ -transitions in (n, γ) reactions on nuclei with $N = 28$ and $N = 82$. - Nucl. Phys., 1976, v. A262, n. 2, p. 261-272.
 27. Княтько В.А., Рудак Э.А., Тадэуш В.Н. Оценка механизма реакции (n, γ) с помощью корреляционных коэффициентов. - Тез. докл. XXVII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. - Л.: Наука, 1977, с. 286.
 28. Рудак Э.А. Резонансное взаимодействие медленных S-нейтронов со сферическими ядрами. - Минск, 1978. - 12 с. (Препринт/Институт физики АН БССР: № 168).
 29. Рудак Э.А. Феноменологическая теория резонансного рассеяния B-нейтронов. - Минск, 1979. - 20 с. (Препринт/Институт физики АН БССР: № 173).

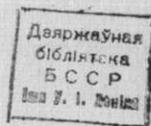
30. Марцинкевич Б.А., Рудак Э.А. Аналитическое выражение для фаз рассеяния медленных S -нейтронов комплексным потенциалом типа Вудса-Саксона. - Минск, 1979. - 18 с. (Препринт/Институт физики АН БССР: № 182).
31. Княтько В.А., Марцинкевич Б.А., Рудак Э.А. Структура нижних уровней ^{41}Ca и механизм реакции $^{40}\text{Ca}(n, \gamma)^{41}\text{Ca}$ на тепловых и резонансных нейтронах. - В сб.: Проблемы ядерной физики и космических лучей, вып. II. - Харьков: Вища школа, 1979, с. 29-35.
32. Knat'ko V.A., Martsynkevich B.A., Rudak E.A. An analysis of the γ -decay of weak s -resonances in ^{40}Ca . - Austr. J. Phys., 1979, v. 32, n. 5, p. 439-445.
33. Марцинкевич Б.А., Рудак Э.А. Исследование влияния экспериментальных и теоретических погрешностей на результаты анализа структуры высоковозбужденных состояний сферических нечетных ядер. - Минск, 1980. - 30 с. (Препринт/Институт физики АН БССР: № 195).
34. Марцинкевич Б.А., Рудак Э.А. Механизм γ -распада нейтронных резонансных ρ -состояний в ядрах $^{115,117,119}\text{Sn}$. - Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1980, № 2, с. 113-118.
35. Рудак Э.А. О механизме взаимодействия медленных S -нейтронов со сферическими ядрами. - В сб.: Нейтронная физика. Ч. I. - М.: ЦНИИатоминформ, 1980, с. 159-164.
36. Рудак Э.А. О механизме взаимодействия резонансных S -нейтронов со сферическими ядрами. - Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1982, № 5, с. 73-77.

Рудак Эдуард Аркадьевич

МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЗОНАНСНЫХ S-НЕЙТРОНОВ
СО СФЕРИЧЕСКИМИ ЯДРАМИ

АТ 17024. Подписано к печати 27.01.86 г. Печать офсетная.
Бесплатно. Формат 60x90 1/16. Объем 2 п.л. уч.-изд.л.
Тираж 100 экз. Заказ 65.

Институт физики АН БССР, 220602, Минск, ГСП, Ленинский пр., 68
Отпечатано на ротапринте Института физики АН БССР





B000000 1955787

1955787