

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

П 676

На правах рукописи

УДК 539.172.12.4

ПОЯРКОВ Виктор Алексеевич

**ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НУКЛОНОВ  
С ВЕЩЕСТВОМ МЕТОДОМ  
ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ**

**специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра  
и элементарных частиц**

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

**ДУБНА 1988**

Работа выполнена в Киевском государственном университете  
им. Т. Г. Шевченко

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН УССР, доктор  
физико-математических наук,  
профессор

Струтинский В. М.

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

Барит И. Я.

доктор физико-математических наук,  
профессор

Сторишко В. Е.

Ведущее предприятие: Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова,  
Москва

Защита состоится « 8 » . . . . . 06 . . . . . 1989 г. в . . . . . 15<sup>00</sup>  
часов на заседании специализированного совета Д 047.01.05 при Лабо-  
ратории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций Объеди-  
ненного института ядерных исследований, Дубна Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан « 4 » . . . . . 05 . . . . . 1989 г.

Ученый секретарь  
специализированного совета

Ю. В. Таран

## I. ВВЕДЕНИЕ. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

Для решения многих фундаментальных и практических задач ис-  
пользуется взаимодействие потоков нуклонов с веществом.

При этом представляет интерес не только получение практи-  
чески важного определенного результата облучения, но и изучение  
физики взаимодействия частиц с веществом.

В ядерной энергетике, радиационном материаловедении, радиа-  
ционных химических технологиях, радиобиологии и т.д. для того,  
чтобы планировать и получать необходимый результат облучения,  
надо знать спектр частиц, облучающих исследуемые материалы, се-  
чение взаимодействия их с ядром, эффект, производимый в веществе  
продуктами реакций.

Наблюдаемая в эксперименте величина  $\alpha(\vec{x})$  является интег-  
ральной, определяется характеристиками потока падающих и рожде-  
ных частиц и их взаимодействиями в некотором диапазоне энергий

$$\alpha(\vec{x}) = \iint \psi(E_a) G_{\kappa}(E_a, E_b) G(E_b, \vec{x}) dE_a dE_b. \quad (I)$$

Здесь  $\psi(E_a)$  - спектр падающих частиц с энергией  $E_a$ ;  $G_{\kappa}(E_a, E_b)$  -  
сечение ядерной реакции, в которой при взаимодействии частицы с  
энергией  $E_a$  с ядром  $\kappa$ , образуется частица с энергией  $E_b$ ;

$G(E_b, \vec{x})$  - функция отклика системы, которая при попадании в нее  
частицы с энергией  $E_b$  с вероятностью  $G$  приводит к результату  $\vec{x}$ .

Для того, чтобы определить  $\alpha(\vec{x})$ , необходимо знать величины,  
входящие в правую часть уравнения (I). Это сложная и не всегда  
однозначно решаемая задача.

В диссертации развит интегральный подход к получению искомым  
величин. Он состоит в том, что для нахождения, например, сечения  
реакции  $G_{\kappa}(E_a, E_b)$  измеряют интегральные величины  $\alpha(\vec{x})$  при из-  
вестном спектре частиц  $\psi_j(E_a)$ . Проводя эти измерения для мно-

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
БИБЛИОТЕКА

жества линейно независимых  $\varphi_j(E_a)$  получаем систему интегральных уравнений, которая решается относительно  $\sigma_k(E_a, E_b)$ . В четвертой главе показаны возможности такого подхода. Полученные таким образом сечения могут не отражать некоторых особенностей в зависимости сечений от энергии налетающей частицы  $E_a$ , однако при использовании сечений для планирования интегральных экспериментов в этом нет необходимости, а то обстоятельство, что сечения получены также в интегральных экспериментах, увеличивает их надежность.

В связи с развитием ядерной энергетики особую важность приобрели методы контроля радиационной нагрузки на корпус и другие элементы конструкции реактора и измерения спектров быстрых нейтронов в активной зоне. На основе интегрального подхода развит метод многокомпонентных активационных детекторов для измерения спектров быстрых нейтронов в активной зоне реакторов и околокорпусном пространстве.

Решение обратной задачи (I) требует высокой точности измерений и использования максимума информации об интегральных величинах  $\alpha(\vec{x})$ . Такую информацию несет спектр гамма-излучения, сопровождающий взаимодействие падающего потока нуклонов с ядрами. Развитие современных методов детектирования гамма-излучения и возможность использования вычислительной техники создали предпосылку для разработки прецизионных, автоматизированных методов определения абсолютной активности объемных образцов по измеряемым спектрам гамма-излучения. Эта задача, имеющая ценность для ядерно-физических методов анализа вещества, ядерной спектроскопии, радиозоологии, также решена в настоящей работе.

Фундаментальный и практический интерес представляют интегральные эксперименты, связанные с взаимодействием потоков заря-

женных частиц с твердым телом. Это связано с решением таких практически важных вопросов, как легирование, микроэлементный анализ, исследование поверхностей и т.п., а также изучение влияния характеристик твердого тела на ядерные реакции. Примером такого влияния может быть эффект теней и каналирования заряженных частиц, когда структура кристалла влияет на рассеяние частиц в ядрах. В настоящей работе при исследовании реакции радиационного захвата легкими ядрами впервые наблюдалось явление аномального радиационного захвата. Оно состоит в том, что спектр гамма-излучения, связанный с радиационным захватом протонов ядрами углерода в толстой углеродной мишени, не равен сумме спектров гамма-излучения из тонких углеродных мишеней той же суммарной толщины. Такого рода интегральные эксперименты указывают на зависимость механизма взаимодействия протона с ядром от его взаимодействия с атомными электронами.

Уравнение (I) предполагает, что формирование спектра частиц и их взаимодействие с ядрами являются независимыми процессами. Однако одним из основных результатов диссертации является то, что такое утверждение не всегда справедливо. Если спектр протонов формируется в "толстой" углеродной мишени за счет взаимодействия с электронами и одновременно протоны могут вступать в ядерную реакцию с ядрами мишени, то сечение реакции будет отлично от измеренного на тонких мишенях, что экспериментально показано в работе.

Аналогичные особенности интегральных экспериментов проявляются в ядерном тормозном излучении. Его спектр определяется не только амплитудой взаимодействия нуклона с ядром при начальной и конечной энергиях нуклона, но и взаимодействием нуклона с электромагнитным полем. В результате ядерная амплитуда также оказывается вне массовой поверхности и тормозной спектр несет уникальную

информацию о динамике ядерных реакций.

В работе приведены результаты экспериментов, в которых впервые обнаружена интерференция в тормозном спектре из реакции  $I^{235}_{C(p,p')}I^{235}_{C}$ , анализируется связь тормозного излучения с временем протекания ядерных реакций.

Цель работы. Развитие интегрального подхода к изучению взаимодействия нуклонов с веществом; разработка интегральных методов измерения спектров нуклонов и сечений ядерных реакций; измерение спектров быстрых нейтронов в активной зоне и околореакторном пространстве ядерных реакторов, измерение сечений ядерных реакций в интегральных экспериментах; исследование аномального радиационного захвата протонов в толстых мишенях, измерение с помощью ядерной реакции энергии протонов в веществе, исследование ядерного тормозного излучения.

Целью работы было также развитие методов прецизионной спектроскопии гамма-излучения объемных образцов, создание спектроскопических установок, связанных в линию с миниЭВМ, развитие методов решения обратной задачи применительно к проблемам ядерной физики.

Новизна, научная и практическая ценность работы. В диссертации показана возможность эффективного использования интегрального подхода к изучению взаимодействия нуклонов с веществом, обнаружены новые особенности этого взаимодействия.

В диссертации проведен сравнительный анализ методов решения уравнения Фредгольма I-го рода применительно к задачам восстановления спектров нейтронов и сечений реакций. Разработан новый метод, основанный на представлении сечения и спектра нейтронов в виде сплайнов. Методами статистического моделирования проведен анализ влияния априорной информации и метода решения на получае-

мые решения. Показано наличие энергетической структуры погрешностей найденных решений и ее зависимость от априорной информации. Создан пакет программ, реализующий последовательное применение итерационной процедуры и метода линеаризации и уточнения решения минимизацией  $\chi^2$ .

Разработаны прецизионные методы спектроскопии гамма-квантов, излучаемых объемными образцами. В рамках развитого полупирического подхода корректно учтены эффекты конечной геометрии и самопоглощение гамма-излучения в образце. Учтены эффекты каскадного суммирования гамма-излучения, разработана оригинальная методика учета эффектов случайного наложения импульсов. Создан пакет программ для обработки гамма-спектров многокомпонентных активационных детекторов. Разработана методика многокомпонентных активационных детекторов для измерения спектров быстрых нейтронов в диапазоне интенсивностей  $10^8 + 10^{11}$  н/см<sup>2</sup>. Измерены спектры нейтронов в активной зоне и на выведенных пучках реакторов.

В диссертации предложен, развит и использован метод измерения сечений реакций, основанный на решении системы интегральных уравнений. Методами статистического моделирования проведен анализ возможностей предложенного метода применительно к измерению сечений ядерных реакций с нейтронами, по результатам измерений в сформированных спектрах быстрых нейтронов. Используя разработанный подход и результаты интегральных измерений в известных спектрах нейтронов впервые получены, в результате решения обратной задачи, сечения реакций  $^{58}Ni(n,p)^{58}Co$ ,  $^{27}Al(n,p)^{27}Mg$ , которые наилучшим (по критерию  $\chi^2$ ) образом согласуются с интегральными измерениями в стандартных полях.

В диссертации разработана интегральная методика использования "толстых" мишеней и изучены функции возбуждения  $(p, \gamma)$  реакции на ядрах  $I^{235}_{C}$ ,  $I^{16}_{O}$ ,  $^{24}Mg$ ,  $^{28}Si$ . Впервые наблюдается явление

аномального радиационного захвата протонов легкими ядрами в толстых мишенях. Это явление исследовано для радиационного захвата протонов в резонансе 3512 кэВ ядра  $^{13}\text{N}$  с переходом на основное и возбужденное состояние 2366 кэВ, а также для резонанса 3107 кэВ ядра  $^{17}\text{F}$  с переходом на возбужденное состояние 495 кэВ. Изучена зависимость аномального захвата от толщины мишени.

Показано, что наблюдаемое явление связано с неизвестными ранее особенностями потерь энергии частиц в веществе. В этих экспериментах ядерная реакция впервые использована для измерений энергий протона, движущегося в мишени.

В диссертации изучались эффекты вне массовой поверхности проявляющиеся в ядерном тормозном излучении. Впервые наблюдалась интерференция и смещение максимума в тормозном спектре гамма-излучения из реакции  $^{12}\text{C}(p, p')^{12}\text{C}$  вблизи резонанса 2366 кэВ ядра  $^{13}\text{N}$ . Выполнен анализ полученных теоретических и экспериментальных результатов исследований тормозного излучения. Показано, что из этих данных может быть извлечена информация о временах ядерных реакций. Показаны ограниченные возможности использования для этих целей приближения Фешбаха-Энни.

Апробация работы и публикации. Результаты работы докладывались на 26, 27, 30, 31, 32, 33, 34, 36 Сессиях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, на 5-й (Киев, 1980) и 6-й (Киев, 1983) Всесоюзных конференциях по нейтронной физике, на Комитете по низким энергиям Объединенного института ядерных исследований (1978), семинарах в ИАЭ им.И.В.Курчатова, ОИЯИ, КГУ, ФИАН СССР, МГУ, ИЯИ АН УССР.

Представленные в диссертации результаты опубликованы в 40 печатных работах в союзных и зарубежных изданиях.

Объем и структура диссертации. Содержание диссертации изло-

жено в 7 главах, глава I - введение, глава 7 - заключение, в 2 - 6 главах представлен основной материал. Общий объем диссертации 257 страниц, из них 52 с рисунками.

## 2. КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

В первой главе (введении) определена проблема, решению которой посвящена диссертация. Показана ее актуальность, связь с другими разделами науки. Дана общая характеристика методов исследований, приведены основные результаты, показана научная и практическая ценность, новизна работы. Сформулированы основные положения, которые выносятся на защиту, описана структура диссертации.

Во второй главе исследованы и развиты методы решения обратной задачи для анализа результатов интегральных экспериментов. Под интегральными понимаются эксперименты, результат которых определяется характеристиками потока падающих частиц и сечений их взаимодействия с ядрами в широком диапазоне энергий. Этот результат может быть выражен величиной  $\alpha_\kappa(x)$ , которая может быть как скалярной, так и векторной функцией.

$$\alpha_\kappa(x) = \int_0^\infty dE_a \int_0^\infty dE_b \varphi(E_a) G_\kappa(E_a, E_b) G(E_b, x) E_a dE_b, \quad \kappa = \overline{1, n} \quad (2)$$

Функция  $\varphi(E_a)$  определяет неизвестную спектральную плотность потока взаимодействующих частиц с энергиями  $E_a$ ;  $G_\kappa(E_a, E_b)$  - известное сечение взаимодействия частицы с энергией  $E_a$ , в результате которого образуется частица  $b$  с энергией  $E_b$ ;  $G(E_b, x)$  - функция отклика детектирующей системы, которая при попадании в нее частицы с энергией  $E_b$  с вероятностью  $G$  приведет к результату  $x$ . Это уравнение может быть решено относительно  $\varphi(E_a)$ . Можно обратить эту задачу и получить интегральную величину  $\alpha_j(x)$

$$\alpha_j(x) = \int_0^\infty dE_a \int_0^\infty dE_b \varphi_j(E_a) G(E_a, E_b) G(E_b, x), \quad j = \overline{1, m} \quad (3)$$

здесь известны  $\varphi_j(E_a)$ , но неизвестно сечение  $\sigma(E_a, E_b)$ , которое может быть найдено из уравнения.

В математическом отношении это некорректная задача, поскольку она имеет множество решений при одних начальных условиях. Единственное решение может быть найдено, если использовать априорную информацию. Эта информация основывается на характеристиках решений, известных из независимых экспериментов или определяемых физикой процессов формирования спектра частиц, сечений реакций. Проблема неоднозначности решения усугубляется тем, что  $\alpha_k(x)$  и  $\sigma_k(E_a, E_b)$  в (2) (или  $\varphi_j(E_a)$  в (3)) определяются экспериментально и известны с некоторыми погрешностями. Это приводит к дополнительному вырождению уравнения, что еще более повышает роль априорной информации и тем самым делает решение уравнений (2) и (3) в основном физической задачей.

Существует еще одна, фундаментальная проблема, которая определяет ведущую роль физической постановки задачи. Уравнения (2) и (3) предполагают, что формирование спектра частиц и их взаимодействие с ядрами являются независимыми процессами. Однако одним из основных результатов диссертации является то, что такое утверждение справедливо не всегда. Если спектр протонов формируется в толстой углеродной мишени за счет взаимодействия с электронами и одновременно протоны могут вступать в ядерную реакцию с ядрами мишени, то сечение реакции будет отлично от измеренного на тонких мишенях, что и показали результаты интегральных экспериментов. Таким образом, формулировка задачи (2) и (3) определяется априорной информацией о физике процесса.

Информация об искомом спектре нейтронов в уравнении (2) может закладываться в метод решения. В настоящее время наиболее широко используются методы, в которых решение уравнения (2) ищут

итерационным методом. Это программы типа CRYSTAL-BALL, ITER, SAND-II и др. Общим их недостатком является отсутствие зависимости решения от погрешностей измерения  $\alpha_k^3$ . Этот недостаток отсутствует в алгоритме ITER, который был взят за основу для разработанного пакета программ ITR-84.

Модельные расчеты показали высокую эффективность этого алгоритма для восстановления спектра реакторных нейтронов, когда известна априорная информация о форме спектра.

В некоторых случаях такой информации нет, но можно потребовать, чтобы решение было достаточно гладким. Гладкость можно сформулировать как принадлежность решения к пространству сплайнов, построенном на произвольно выбранной системе  $n$  узлов  $E_i$ , принадлежащих отрезку  $[a, b]$ , который определяет область задания  $\varphi_a(E)$ . На рис. I показан результат модельного эксперимента, когда в качестве  $\varphi_j(E_a)$  были выбраны десять функций Гаусса с шириной 1 МэВ и сдвинутые на 1 МэВ относительно друг друга. Как видно из рисунка, получено хорошее согласие найденного и истинного ( $\varphi(E_a) = \sqrt{E_a} \exp(-E_a/2)$ ) спектров.

В таком методе решения, кроме условия гладкости, априорная информация заложена в выборе узлов задания  $\varphi(E_a)$ . Проверилась устойчивость результата относительно изменения расположения узлов. Это изменение переводит решение в другую линейную оболочку. Тогда погрешность, определяемая данным подпространством, находится при усреднении по решениям, полученным для различных линейных оболочек. Оказалось, что равномерные распределения узлов по всему интервалу дают решения, отличающиеся в пределах 5%.

Вопрос оценки погрешности найденного решения является наиболее важным при решении обратной задачи. Погрешности определяются не только погрешностями измерения интегральных величин  $\alpha_k^3$ , но и

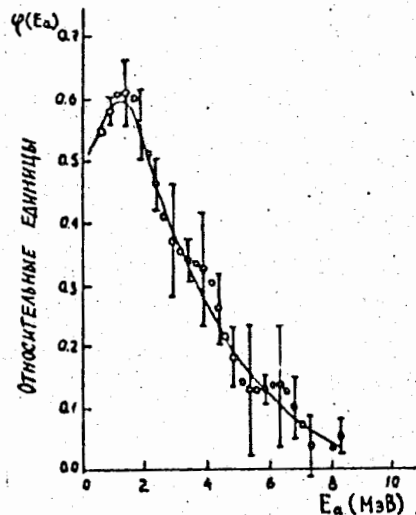


Рис.1. Восстановление методом сплайнов спектра  $\varphi(E_a) = \sqrt{E_a} \exp(-E_a/2)$

погрешностями  $G_k(E)$ , достоверностью априорной информации. В пакете программ ITR-84 и методе сплайнов погрешности связанные с погрешностью величин  $\alpha_k^2$ , определялись в результате статистического разбрасывания  $\alpha_k^2$  по нормальному закону вокруг измеренных величин. Для оценки погрешности, связанной с заданием априорной информации в виде начального спектра, анализировались решения, полученные с разными начальными спектрами, которые задавались формулой

$$\varphi^0(E) = I \text{ или } \varphi^0(E) = \sqrt{E} \exp(-x E) \quad (4)$$

$$x = 0,2; 0,6; 0,8; 1; 1,5$$

На рис.2 показаны отклонения рассчитанного спектра от истинного для разных начальных приближений. Как видно из рисунка, при  $x < 1$  это отклонение лежит в пределах 10% для интервала 1,5 - 6 МэВ. С увеличением  $x$  отклонения возрастают, откуда можно сделать вывод, что следует начальное приближение задавать более "жестким", чем ожидаемое решение. В модельных экспериментах было показано, что отклонения имеют энергетическую структуру определяемую сечениями выбранных реакций. Причем, чем меньше реакций, тем больше выражена структура и тем больше абсолютные величины отклонений. Это обстоятельство позволяет учитывать энергетическую структуру погрешностей при планировании интегральных экспериментов.

Наиболее полный анализ погрешностей решений осуществляется с помощью метода линеаризации и уточнения решения минимизацией  $\chi^2$ , в котором все измеренные величины рассматриваются как вектор параметров и погрешность решения определяется вариациями этого вектора. Для реализации этого подхода был создан пакет программ ITRLSQ, в котором начальное приближение для метода наимень-

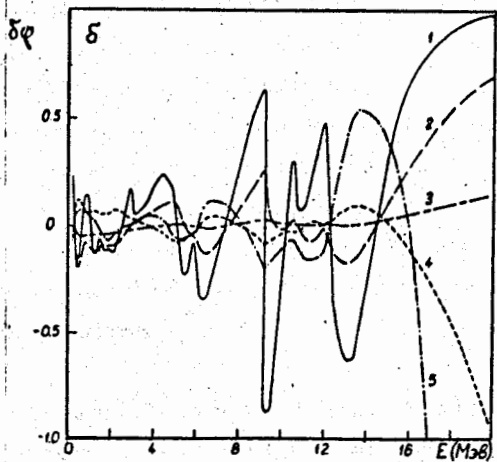
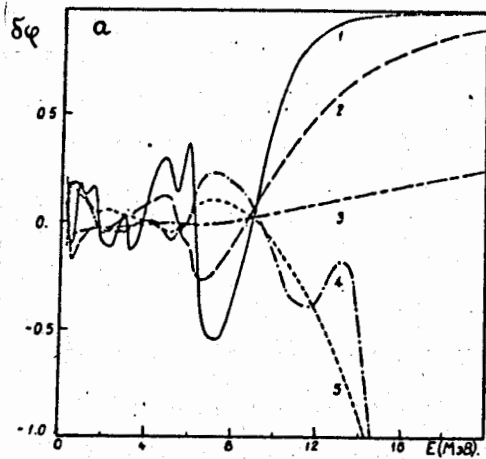


Рис. 2. Относительное отклонение восстановленного спектра от истинного для различных начальных приближений и набора из 6(a) и II(б) реакций; (1)  $-\alpha = 1,5$  в формуле (4), (2)  $-\alpha = 1$ , (3)  $-\alpha = 0,8$ , (4)  $-\alpha = 1$ , (5)  $-\alpha = 0,6$

ших квадратов получается итерационной процедурой, а окончательный результат и его погрешность определяются минимизацией отклонений вектора параметров.

В третьей главе изложены разработанные экспериментальные методы измерения спектров гамма-излучения, полученных в интегральных экспериментах с потоками нейтронов и протонов. Создано математическое и программное обеспечение для обработки спектрметрической информации. Из уравнений (2) и (3) ясно, что чем больше информации мы имеем о взаимодействии потока частиц с ядрами и чем ближе функции отклика детектора  $G(E, X)$  к  $\delta$ -функции, тем точнее будет найденное решение. С этой точки зрения преимуществами обладают реакции с образованием гамма-излучения. Гамма-излучение не меняет своей энергии при прохождении через вещество мишени, как правило каждая реакция сопровождается линейчатым или квазилинейчатым спектром, отличающим одну реакцию от другой. Использование современных полупроводниковых детекторов и методов обработки спектров обеспечивает высокую эффективность регистрации излучения и приближает функцию отклика детектора к  $\delta$ -функции. Поэтому в диссертации исследованы такие интегральные эксперименты, когда результат содержится в спектрах гамма-излучения. Задачей обработки гамма-спектров является извлечение из аппаратурных спектров амплитуд импульсов, полученных с детектора, информации об интенсивности гамма-излучения, энергии отдельных линий и форме непрерывных распределений.

Основные требования, предъявляемые к спектрометрии - обеспечение эффективной регистрации гамма-излучения с высоким энергетическим разрешением, определение энергии максимумов в спектре и их площадей.

Для нахождения необходимых интегральных величин  $\alpha(\vec{x})$  следу-



ет площади максимумов разделить на эффективность спектрометра и скорректировать на эффекты самопоглощения излучения в мишени, наложения импульсов и каскадного суммирования. Для обеспечения надежности и высокой точности, обработка спектров была автоматизирована. Созданы два типа автоматизированных спектрометров. Один обеспечивает накопление спектра в многоканальном анализаторе АИ-4096 и передачу его в микроЭВМ "Электроника ДЗ-28", где осуществлялась предварительная обработка. ЭВМ осуществляла поиск максимумов в спектре, разметку спектра, вычитание фона, определение площади пиков, определение энергии гамма-излучения. В дальнейшем эта информация передавалась в ЭВМ СМ-3, где осуществлялась ее дальнейшая обработка. В тех случаях, когда требовался более сложный анализ спектров, определение формы линий и т.п., использовался второй тип автоматизированных спектрометров, в котором спектр, полученный в анализаторе импульсов ("ДИДАК" или АИ-4096) передавался на обработку в ЭВМ СМ-3. Для его обработки было создано уникальное математическое и программное обеспечение, обеспечивающее полную обработку спектра. Поиск пиков осуществляли методом сглаженных вторых производных. Эффективность метода была опробована на модельных спектрах, в результате определены возможности метода и допустимые границы применимости. Для определения площади максимумов, участок спектра, содержащий до 6 максимумов, фитировался с помощью нелинейной процедуры минимизации аналитической функции, описывающей фон и максимумы. В некоторых случаях эта процедура оказалась неэффективной, тогда использовался пакет программ, созданный на базе пакета "SAMPO-80", обеспечивающий предварительный анализ формы линии в зависимости от энергии. И затем определение площадей максимумов с помощью линейной подгонки по МНК.

В тех случаях, когда необходимо было извлечь информацию о форме максимума в спектре, использовалась оригинальная итерационная процедура.

В экспериментах по изучению реакций  $(p, \gamma)$  особенно высокие требования предъявлялись к определению энергий гамма-излучения. С этой целью спектрометрический тракт был стабилизирован и осуществлялась прецизионная калибровка спектрометра по гамма-линиям источников  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{56}\text{Co}$  и реакции  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ . Относительные интенсивности этих линий использовались для определения эффективности спектрометра в широком диапазоне энергий.

При измерении спектров выведенных реакторных потоков нейтронов использовались многокомпонентные пороговые детекторы больших размеров. Самопоглощение гамма-излучения в них составляло десятки процентов. Для учета этого эффекта была разработана полумпирическая методика. Она состоит в замене реального детектора модельной поглощающей поверхностью. Эффективность регистрации гамма-излучения попавшего на эту поверхность из образца равна эффективности реального детектора. Из этих соображений, минимизируя  $\chi^2$ , и находится модельная поверхность. Самопоглощение в образце находится моделированием по методу Монте-Карло траекторий движения гамма-квантов в образце и попадания их на модельную поверхность. При использовании больших пороговых детекторов эта поправка достигает десятков процентов. Полученные с поправкой на самопоглощение интенсивности гамма-излучения дополнительно корректировались на эффекты каскадного суммирования импульсов, связанные с изменением интенсивности зарегистрированных детектором в пике полного поглощения импульсов за счет одновременной регистрации двух квантов, испущенных в каскадных гамма-переходах. Этот эффект пропорционален квадрату телесного угла, в котором

виден образец из детектора и в случае "близкой" геометрии достигает 15%. При больших нагрузках спектрометрического тракта необходимо также учитывать случайное наложение импульсов в спектрометрическом тракте.

Учет этих факторов обеспечивал малую (~5%) погрешность измерения интенсивности гамма-излучения в интегральных экспериментах и корректную оценку погрешностей.

В четвертой главе представлена методика и результаты восстановления спектров реакторных нейтронов и сечений пороговых реакций по результатам интегральных экспериментов.

Наиболее эффективный метод измерения спектров быстрых нейтронов состоит в использовании пороговых детекторов. В этом методе фольги из вещества, содержащего ядра, на которых идут пороговые реакции с образованием радионуклидов, активируются в исследуемом поле нейтронов. В результате измерения получаемой активности каждой из фольг получается система уравнений (2), решением которой является спектр нейтронов. Каждое измерение по такой методике представляет трудоемкую и длительную исследовательскую работу, имеющую множество источников дополнительных погрешностей измеренного спектра.

Для повышения точности и надежности измерения спектров быстрых нейтронов разработана автоматизированная методика многокомпонентных активационных детекторов. Такой детектор состоит из смеси мелкодисперсных соединений, в состав которых входят ядра, обеспечивающие получение уравнения (2). Выбор состава многокомпонентного детектора продиктован рядом требований, определяемых желанием получить минимальную погрешность восстановленного спектра, удобством приготовления и использованием детекторов.

При определении состава детектора прежде всего необходимо выбрать реакции, обеспечивающие информацию о потоке во всем диа-

пазоне энергий. Сечения реакций должны быть хорошо известны, продукты реакции должны испускать гамма-излучение в диапазоне энергий 100+3000 кэВ и иметь период полураспада от 0,5 часа до нескольких дней. Кроме пороговых реакций, дающих информацию о спектре быстрых нейтронов, на примесях могут реализоваться реакции, приводящие к тем же продуктам. Так, присутствие в многокомпонентном детекторе  $^{23}\text{Na}$  в количестве  $5 \cdot 10^{-6}$  от массы алюминия приводит к 100% погрешности в определении скорости реакции  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ . Поэтому разработана методика анализа чистоты используемых в детекторе материалов. Исходя из этих требований в результате модельных расчетов определяется состав многокомпонентного детектора.

Следующий этап определения спектра быстрых нейтронов - активация детектора и измерение скоростей реакции. Измерения спектров нейтронов проводились в материаловедческих и петлевых каналах реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР, выведенном пучке этого реактора и импульсном реакторе ИБР-2 ОИЯИ (г.Дубна). Измерение активности выполнялось на автоматизированном спектрометре и полупроводниковом Ge(Li) спектрометре, полученные спектры обрабатывались на ЭВМ СМ-3 по методике, описанной в третьей главе.

Восстановленные с помощью пакета программ ITR-84 спектры нейтронов, позволили определить флюенс и спектры быстрых нейтронов в указанных точках, измерить распределение плотности потока быстрых нейтронов по высоте активной зоны и ее зависимость от карты загрузки зоны.

Та же методика измерения наведенной в нейтронных полях активности может быть использована для восстановления сечения реакции, если активация проведена в полях с различной (линейнонезависимой) спектральной плотностью. Как и при измерениях спектров

нейтронов, успех зависит от планирования эксперимента, выбора комплекта спектров нейтронов. Для оценки такой возможности был выполнен численный эксперимент, в котором сечение реакции  $^{51}\text{V}(n,\alpha)^{48}\text{Sc}$  восстанавливалось по результатам интегральных экспериментов в спектрах нейтронов, сформированных в результате прохождения через композитные материалы. Эти спектры измерены также активационным методом с использованием известных сечений реакций  $^{103}\text{Rh}(n,n')^{103\text{m}}\text{Rh}$ ,  $^{47}\text{Tl}(n,p)^{48}\text{Sc}$ ,  $^9\text{Be}(n,2n)^8\text{Be}$ ,  $^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$ ,  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ ,  $^{48}\text{Ti}(n,p)^{49}\text{Sc}$ ,  $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$ ,  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ ,  $^{62}\text{Ni}(n,\alpha)^{59}\text{Fe}$ ,  $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92}\text{Nb}$ . Тогда неизвестное сечение может быть выражено через известные. Это можно сделать, если сечения и спектры аппроксимировать кубическими сплайнами, тогда значения неизвестного сечения в узловых точках прямо выражаются через измеренные интегральные величины. Результат восстановления сечения  $^{51}\text{V}(n,\alpha)^{48}\text{Sc}$  показан на рис.3. Пунктир - восстановленное сечение, сплошная линия - сечение из библиотеки ВОСПОР.

Особое значение в интегральных экспериментах имеют опорные поля с измеренными всеми возможными способами характеристиками, которые не изменяются во времени. Это поля  $\Sigma\Sigma$ , CFRMF, VICTEN и другие, созданные на основе спектров деления, но отличающихся от них. Кроме того, опорными полями являются поля, создаваемые точечными  $^{252}\text{Cf}$  и  $^{235}\text{U}$  источниками. Активация пороговых детекторов в таких полях является хорошей проверкой правильности сечения реакции, если сравнить измеренную и рассчитанную активности. Такое сравнение проведенное в работе показало, что некоторые рассчитанные и измеренные интегральные сечения существенно (до 10%) отличаются даже для тех реакций, которые считаются хорошо измеренными, например,  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$  и  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ . Используя

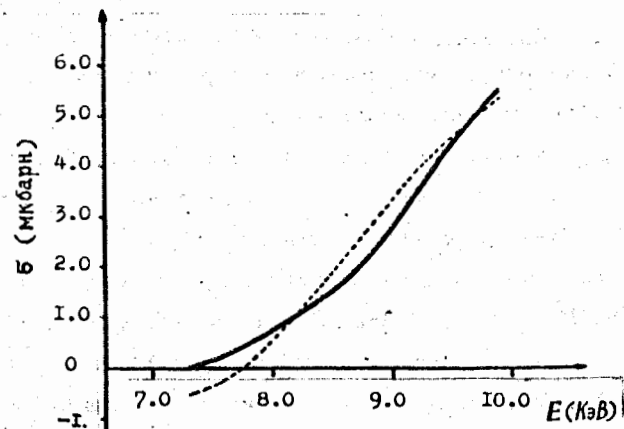


Рис.3. Сечение реакции  $^{51}\text{V}(n,\alpha)^{48}\text{Sc}$  из библиотеки ВОСПОР - сплошная линия, восстановленное - пунктир

интегральные сечения, измеренные в различных опорных полях и методику восстановления сечений по интегральным измерениям, были восстановлены сечения указанных реакций (рис.4). При этом  $\chi^2$ , характеризующее различия в измеренных и рассчитанных интегральных сечениях, сократилось с 3.35 до 1.11.

В целом можно сказать, что интегральный метод восстановления сечений обеспечивает надежные данные в той области энергий нейтронов, где дифференциальные данные в основном отсутствуют.

В пятой главе изучается взаимодействие потоков протонов с веществом методом интегральных экспериментов. Запись результата интегрального эксперимента в виде уравнения (2) предполагает, что формирование спектра нуклонов и их взаимодействие с ядрами — два независимых процесса, т.е. каждый отдельный нуклон в момент реакции имеет определенное значение энергии.

Исследования спектров гамма-излучения из реакции  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$  в толстой мишени показали, что такой спектр не определяется суммой спектров из тонких мишеней той же общей толщины.

В работе экспериментально измерена энергия тяжелой частицы — протона, который движется в среде и вероятностным образом возбуждает окружающие атомы. Для этого использована реакция радиационного захвата, которая переводит протон из состояния непрерывного спектра в связанное состояние внутри ядра.

При радиационном захвате протона с энергией  $E_p$  ядром с атомным весом  $A$  испускается гамма-квант, энергия которого  $E_\gamma$  однозначно связана законом сохранения с энергией захваченного протона, энергией связи его в образованном ядре  $E_{св}$  и энергией возбуждения конечного состояния  $E_B$

$$E_\gamma = E_p \frac{A}{A+1} + E_{св} - E_B \quad (5)$$

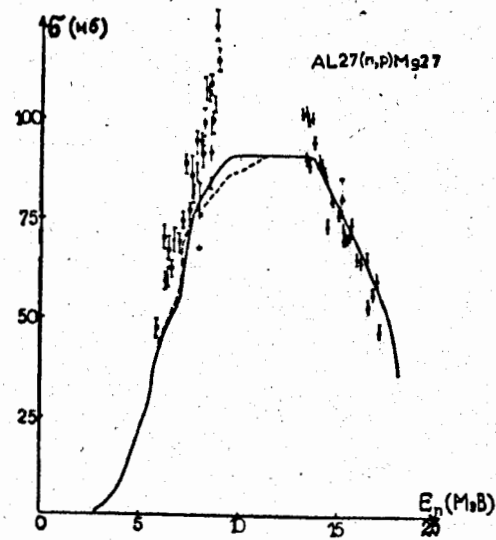
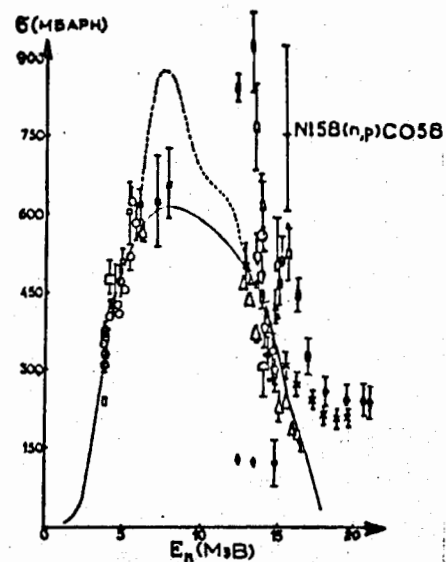


Рис.4. Экспериментальные и оцененные данные о сечениях реакций  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$  и  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ .

Разным энергиям протонов соответствуют различные энергии гамма-квантов, интенсивность потока которых будет определяться интенсивностью потока протонов и сечением реакции захвата.

При большой толщине мишени в области энергий, где краевыми эффектами можно пренебречь, выражение для спектра гамма-излучения имеет вид:

$$F(E_\gamma) = N_p \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_p, \theta) \frac{A+1}{A} \frac{1}{\xi} n, \quad (6)$$

где  $n$  — число ядер данного сорта в см<sup>3</sup>,  $\xi$  — тормозная способность вещества мишени, МэВ/см, которая слабо меняется с энергией и для резонансов с шириной  $\sim 100$  кэВ можно считать ее постоянной. Тогда для резонансов, ширина которых больше разрешения гамма-спектрометра, в спектре гамма-излучения на "толстой" мишени будут наблюдаться широкие максимумы, положение  $E_{\gamma z}$  и ширина  $\Gamma_{\gamma z}$  которых однозначно связаны с положением  $E_{pz}$  и шириной  $\Gamma$  резонансов в функции возбуждения  $(p, \gamma)$  реакции.

$$E_{\gamma z} = E_{pz} \frac{A}{A+1} + E_{св} - E_B \quad (7)$$

$$\Gamma_{\gamma z} = \Gamma \frac{A}{A+1}$$

Изучался радиационный захват протонов в реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  вблизи резонансов 457 и 1699 кэВ шириной 39 и 65 кэВ; в реакции  $^{24}\text{Mg}(p, \gamma)^{25}\text{Al}$  вблизи резонансов 1623 кэВ с шириной 36 кэВ и 1654 кэВ с шириной 0.1 кэВ; в реакции  $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$  вблизи резонансов 1652 кэВ с шириной 52 кэВ, 2083 кэВ с шириной 15.5 кэВ; в реакции  $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$  вблизи резонанса 2663 кэВ шириной 19 кэВ.

В качестве источника протонов с энергией 1500–2500 кэВ использовался электростатический ускоритель ЭГ-5 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Энергетический разброс потока протонов

с энергией 1,8 МэВ не превышал 3 кэВ. Гамма-излучение регистрировалось  $\text{Ge(Li)}$  полупроводниковым детектором с разрешением 2.5 кэВ по линии 1333 кэВ источника  $^{60}\text{Co}$ . Детектор устанавливался под углом  $0^\circ$  или  $90^\circ$  к падающему потоку протонов на расстоянии от 35 до 105 мм.

На рис.5 показан спектр гамма-излучения мишени из пластины реакторного графита толщиной 1 мм, облучаемой протонами с энергией 1890 кэВ. Спектр измерен  $\text{Ge(Li)}$  детектором, установленным под углом  $90^\circ$  к направлению падающего потока протонов. В спектре присутствуют широкие максимумы при энергиях  $2366 \pm 2$  кэВ;  $2478 \pm 2$  кэВ;  $2989 \pm 3$  кэВ;  $3500 \pm 3$  кэВ. Положение максимумов находилось аппроксимацией по методу наименьших квадратов точек спектра функцией Брейта-Вигнера (для описания максимума) и линейной функцией (для описания фона). Учет изменения эффективности регистрации гамма-излучения и зависимость тормозных потерь от энергии в пределах ширин резонанса меняет положение максимума менее, чем на 1 кэВ. Первый из максимумов на рис.5 соответствует пику полного поглощения и зарегистрированного спектрометром гамма-излучения от захвата протонов ядром  $^{12}\text{C}$  на основное состояние  $^{13}\text{N}$  в резонансе  $E_{pz} = 457$  кэВ. Энергия  $E_{\gamma z}$ , рассчитанная по формуле (7) для этого пика (2366 кэВ), согласуется с измеренной. Второй, третий и четвертый широкие максимумы соответствуют зарегистрированным в пике двойного, одиночного вылета и полного поглощения гамма-излучения с энергиями 3500 кэВ из реакции захвата протонов ядром  $^{12}\text{C}$  в резонансе при  $E_{pz} = 1699$  кэВ с гамма-переходом на основное состояние ядра  $^{13}\text{N}$ . Рассчитанная по формуле (7) энергия  $E_{\gamma z} = 3512$  кэВ, что существенно, по сравнению с погрешностью измерений и обработки, отличается от положения максимума зарегистрированного излучения.

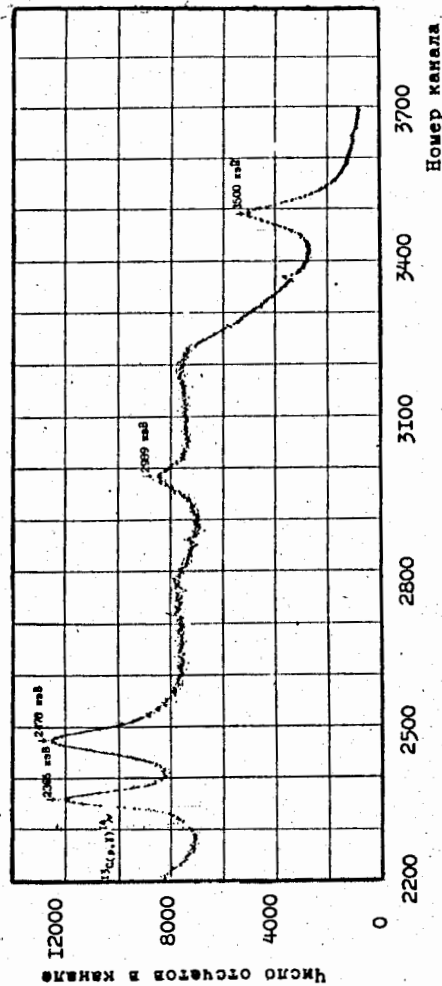


Рис. 5. Спектр гамма-излучения из реакции  $I_{C(p, \gamma)}^{13M}$  на "полубесконечной" мишени при  $E_{p0} = 1890$  кэВ

Для изучения влияния различных факторов на положение максимумов в гамма-спектрах, проводились измерения на мишенях из углерода и кремния при  $\theta = 0^\circ$  и в различных химических соединениях. В соответствии с законом Доплера энергия гамма-излучения увеличивалась. Так, для гамма-излучения из захвата в резонансе 1699 кэВ измеренное положение максимума находилось при  $E_\gamma = 3517$  кэВ.

Расчитанная по формулам

$$E_\gamma = E_{\gamma 0} \left( 1 + \frac{V_a}{c} \right)$$

(8)

$$\frac{V_a}{c} = \frac{1}{A+1} \sqrt{\frac{2E_p}{mc^2}}$$

величина  $E_\gamma = 3516.3$  кэВ находится в хорошем согласии с экспериментально измеренной,  $E_{\gamma 0}$  - несмещенное значение, измеренное при  $\theta = 90^\circ$ ;  $E_{\gamma 0} = 3500$  кэВ. Положения других максимумов в спектрах, соответствующих захвату в резонансе 457 кэВ на углероде, резонансах 1652 и 2083 кэВ на кремнии при измерении под углом  $\theta = 0^\circ$  также ведут себя в соответствии с законом Доплера и в пределах погрешности эксперимента не зависят от вещества мишени. Измерения на "полубесконечных" мишенях из карбида ниобия, карбида вольфрама, чистого углерода, проведенные с целью изучения влияния состава мишени ( $\theta = 90^\circ$ ), показали, что в пределах экспериментальной погрешности  $E_\gamma = 3500 \pm 2$  кэВ остается постоянной (напомним, что она должна быть 3512 кэВ). Она не изменяется при уменьшении телесного угла, в котором наблюдается гамма-излучение.

В дальнейшем изучался радиационный захват в мишенях толщиной от 100 до 600 мкг/см<sup>2</sup>. На рис.6 представлены эффективные сечения  $\tilde{d\sigma}/d\Omega(E_p, \theta)$  в зависимости от начальной энергии протонов  $E_{p0}$ , полученные для мишени толщиной  $340 \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>2</sup>, в различных

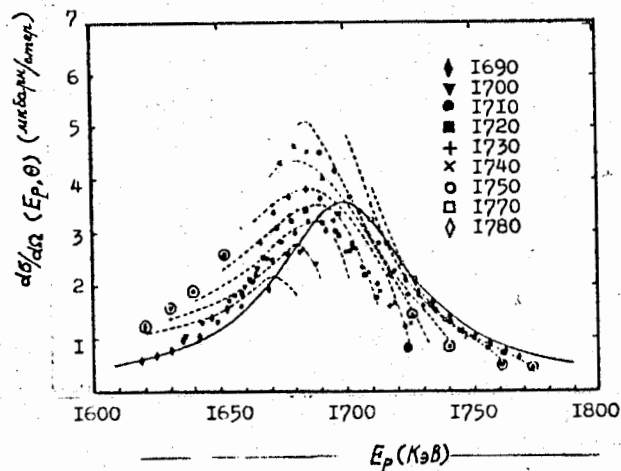


Рис.6. Эффективные сечения  $\frac{d\tilde{\sigma}}{d\Omega}(E_p, \theta)$  в зависимости от  $E_{p0}$  для реакции  $^{14}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$

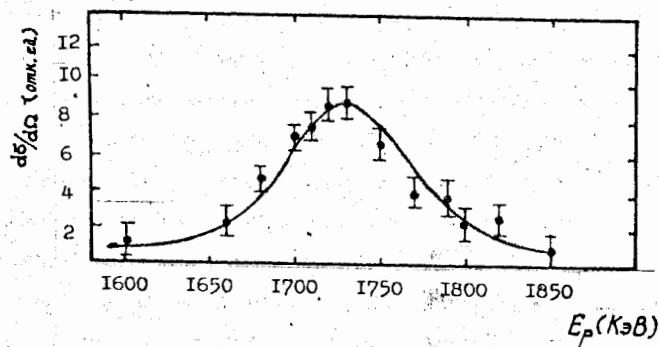


Рис.7. Интегральное сечение реакции  $^{14}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  для мишени толщиной  $340 \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>2</sup>

энергетических интервалах  $E_{p0} + E_{p0} - E_p$  при  $E_{p0}$  от 1680 до 1780 кэВ. Одинаковые символы на рисунке соответствуют эффективно-му сечению, измеренному при одном значении  $E_{p0}$ , сплошная линия - сечение, измеренное на тонкой мишени. Как видно из рисунка, при энергии протонов 1600+1650 и 1840+1770 кэВ, эффективные сечения реакции, измеренные при различных  $E_{p0}$  в "толстой" мишени, хорошо согласуются между собой и сечением на тонкой мишени. В то же время они существенно различны (до 50%) при энергиях 1658 кэВ, где в сечениях имеется максимум. Подчеркнем, что сечение, измеренное на тонкой мишени, имеет максимум при 1699 кэВ.

Особый интерес представляет зависимость от  $E_{p0}$  проинтегрированного по всему спектру сечения выхода гамма-излучения из реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  на толстой мишени. Это сечение для мишени толщиной  $340 \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>2</sup> показано на рис.7.

$$\frac{d\tilde{\sigma}_{int}}{d\Omega}(E_{p0}, \theta) = \int_0^{E_{p0}-E_p} \varphi(E_{p0}-E_p) \frac{d\tilde{\sigma}}{d\Omega}(E_p, \theta) dE_p \quad (9)$$

Именно это сечение обычно измеряется, когда изучается функция возбуждения реакции. На рис.7 точки - измеренное сечение, сплошная линия - расчет по формуле (9) в предположении, что  $\frac{d\tilde{\sigma}}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}$ . Как видно из рисунка, кривая находится в хорошем согласии с экспериментальными точками.

Этот важный результат показывает, что может существовать множество решений  $\frac{d\tilde{\sigma}}{d\Omega}(E_p, \theta)$ , для которых  $\frac{d\tilde{\sigma}_{int}}{d\Omega}(E_{p0}, \theta)$  одинаково, поэтому наблюдаемый эффект не проявляется в функции возбуждения, обычно измеряемой по интегральному выходу из толстой мишени.

Все полученные к настоящему времени экспериментальные результаты по исследованию радиационного захвата протонов на толстых мишенях в районе широких резонансов приведены в таблице.

В таблице  $E_{pz}$  - резонансная энергия протонов,  $E_{yz}$  определена формулой (7),  $\Gamma$  - ширина резонанса в лабораторной системе,  $E_{\gamma}$  - энергия наблюдаемых гамма-квантов в максимуме,  $\Delta E_{\gamma} = E_{yz} - E_{\gamma}$  - наблюдаемый сдвиг в положении максимума,  $\delta E_{\gamma}$  - сдвиг, рассчитанный в предложенной модели.

Таблица

№ п/п	Ядро мишени	$E_{pz}$ (кэВ)	$E_{yz}$ (кэВ)	$\Gamma$ (кэВ)	$\Delta E_{\gamma}$ (кэВ)	$\delta E_{\gamma}$ (кэВ)	$E_{\gamma}$ (кэВ)
1	$^{12}\text{C}$	457	2366	39	2366	$0 \pm 2$	0,3
2	$^{12}\text{C}$	1699	3512	65	3500	$12 \pm 2$	11,8
3	$^{12}\text{C}$	1699	1146	65	1123	$23 \pm 2$	> 11,8
4	$^{16}\text{O}$	2663	2612	19	2607	$5 \pm 2$	4,2
5	$^{24}\text{Mg}$	1623	2884	36	2884	$0 \pm 2$	1,5
6	$^{24}\text{Mg}$	1654	3859	0,1	3860	$1 \pm 2$	< 0,1
7	$^{28}\text{Si}$	1652	4343	52	4342	$1 \pm 2$	1,3
8	$^{28}\text{Si}$	2083	4759	15,5	4763	$4 \pm 3$	0,9

Для понимания наблюдаемого эффекта рассмотрим возбуждение отдельного атома пролетающей заряженной частицей. Для протона с энергией  $\sim 1,7$  МэВ можно считать, что возмущение будет действовать короткое время

$$\tau = a/v \approx 5 \cdot 10^{-18} \text{ с} \quad (10)$$

$a$  - радиус атома ( $10^{-8}$  см),  $v$  - скорость протона ( $\sim 2 \cdot 10^9$  см/с). При этом с различной вероятностью могут возбуждаться состояния с различной энергией.

С точки зрения квантовой механики атом после взаимодействия будет описываться суперпозицией состояний с определенными энергиями. Вклад каждого из этих состояний определяется вероятностью его возбуждения, и в целом энергия состояния атома после взаимо-

действия в течение некоторого времени  $\tau_R$  будет неопределена. Так как суммарная энергия протона и атома определена до взаимодействия и не изменяется, то энергия отдельно протона также будет неопределена в течение времени  $\tau_R$ . Если за оценку  $\tau_R$  взять время жизни вакансии на К-оболочке, то для атома углерода  $\tau_R \approx 10^{-14}$  с.

Предположим, что начальная энергия протона  $E_0$  с момента его взаимодействия с атомом  $t_0$  будет изменяться во времени по экспоненциальному закону

$$E(t) = E_0 - \Delta \bar{E} \left( 1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_R}} \right) \quad (11)$$

где  $\Delta \bar{E}$  - средние потери энергии протона при взаимодействии с атомом.

Проходя через вещество мишени протон с начальной энергией  $E_0$  взаимодействует с многими атомами и потери его энергии характеризуются тормозной способностью  $\frac{dE}{dx}$ . Тогда для протона, движущегося в веществе и прошедшего путь  $dx$

$$E(t) = E_0 - \frac{dE}{dx} \left( 1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_R}} \right) dx \quad (12)$$

момент взаимодействия с каждым из атомов будет определяться на какой глубине от поверхности он находится

$$t_0 = \frac{x}{v} \quad (13)$$

При небольших потерях энергии по сравнению с первоначальной, энергия частицы, движущейся в среде, будет определяться выражением

$$E(t) = E_0 - \int_0^x \frac{dE}{dx} \left( 1 - e^{-\frac{t-x/v}{\tau_R}} \right) dx \quad (14)$$

Интегрируя (14) и учитывая, что при  $x > d$  - толщины мишени  $\frac{dE}{dx} = 0$  ( $\frac{dE}{dx} = 0$  и в том случае, когда протон захватился ядром) получим



$$E(t) = E_0 - \frac{dE}{dx} vt + \frac{dE}{dx} v \tau_r (1 - e^{-\frac{t}{\tau_r}}) \beta \quad (15)$$

где

$$1 \quad \text{при} \quad t \leq d/v$$

$$e^{-\frac{t-d/v}{\tau_r}} \quad \text{при} \quad t > d/v \quad (16)$$

Два первых члена в (15) определяют обычные потери энергии частицы в веществе. Третий член отличен от нуля только пока частица движется в веществе, если частица покидает мишень или захватывается ядром, то в течение  $t \approx \tau_r$  третий член становится равным нулю. Учитывая такую особенность этого члена, назовем энергию, определенную выражением (15), "мгновенной" энергией протона, а энергию, определяемую первыми двумя членами выражения (15) - "асимптотической" -  $E_{ac}(t)$

$$E_{ac}(t) = E_0 - \frac{dE}{dx} vt \quad (17)$$

Как следует из выражения (15), мгновенное значение энергии может быть измерено только в течении времени меньше  $\tau_r$ . За такое малое время частица не выйдет существенно за пределы мишени и "измеритель энергии" должен находиться в самой мишени.

В настоящей работе для измерения энергии протона, движущегося в веществе, использована реакция радиационного захвата.

Значение энергии частицы существенно для двух величин, определяемых в реакции. Это энергия продуктов реакции (в случае радиационного захвата - энергия гамма-квантов) и выход продуктов реакции (сечение). Если сечение реакции имеет, например, максимум при некоторой энергии, т.е. выход при энергии падающей час-

тицы  $E_M$  больше, чем выход при других близких энергиях, то можно сказать, что  $E_M$  - резонансная энергия. При этом, если реакция происходит за короткое время  $\tau_N$ , то для выхода реакции имеет значение мгновенное значение энергии частицы  $E(t)$ , измеренное за время  $\tau_N$ . Энергия продуктов реакции определяется на асимптотике через время, большее, чем  $x/v$ , и, следуя (17), будет соответствовать асимптотической энергии.

Выражение (15) можно переписать в виде:

$$E(x) = E_0 - \frac{dE}{dx} x + \frac{dE}{dx} x_r (1 - e^{-x/x_r}) \beta \quad (18)$$

где  $x = vt$ ;  $x_r = v\tau_r$ . При измерении выхода реакции из тонкой мишени максимальная величина  $x = d$  - толщина мишени, если  $d \ll x_r$ , то третий член в (18) равен 0 и "мгновенное" значение энергии совпадает с "асимптотическим". В результате максимальный выход реакции  $E_M$  определяется асимптотической энергией в резонансе  $E$ .

Если происходит захват в толстой мишени, когда  $x \gg x_r$ , "мгновенное" и "асимптотическое" значения энергии не равны и максимум в выходе реакции  $E_M$  будет сдвинут относительно  $E_r$ , причем при  $x \gg x_r$  этот сдвиг постоянный и не будет зависеть от  $x$ , что и наблюдается в эксперименте. Если для всех энергий протонов в районе максимума выхода реакции  $x \gg x_r$ , то форма максимума в "полубесконечной" мишени будет той же, что и для тонкой мишени. Для толстых мишеней, когда  $x \sim x_r$ , зависимость выхода реакции от  $x$  энергии гамма-квантов (функция возбуждения) будет зависеть от таким образом, и от  $E_{p0}$ , что тоже наблюдается экспериментально (рис.6).

Сказанное справедливо, если время измерения "мгновенного" значения энергии, определяемое временем реакции невелико по сравнению с  $\tau_r$ . В противном случае мгновенное и асимптотическое значения энергии равны. И сдвига функции возбуждения, измеренной в

толстой мишени не наблюдается.

В диссертации сделано предположение о связи времени реакции радиационного захвата с шириной резонанса и проникаемостью кулоновского барьера. В таблице приведены рассчитанные величины сдвига для 8 резонансов и переходов, которые хорошо согласуются с измеренными величинами.

Предложенная интерпретация описывает и другие экспериментально наблюдаемые особенности. Как видно из формулы (18), если все протоны в толстой мишени, имеющие энергии в области резонанса функции возбуждения, прошли в веществе путь больше, чем  $\chi_R$ , то форма максимума не будет зависеть от этого пути, а следовательно, от энергии потока протонов  $E_{p0}$ , и от тормозной способности вещества мишени. Это подтверждено экспериментально. С другой стороны, если  $\chi$ -путь, пройденный протоном в веществе такой, что разница между "мгновенным" значением энергии и "асимптотическим" будет меньше  $\delta E_\gamma$ , то сдвиг между эффективным значением энергии, определяющим сечение реакции, и асимптотическим будет определяться пройденным путем  $\chi$ .

В экспериментах на мишенях углерода толщиной  $\sim 60$  кэВ протоны с одной и той же асимптотической энергией (связанной с энергией гамма-квантов формулой (5)) вступали в реакцию, пройдя в веществе различный путь, определяемый энергией падающего на мишень потока  $E_{p0}$ .

Для этих протонов экспериментально измеренные сечения (рис.6) были различными для разных  $E_{p0}$ . Расчитанные значения хорошо согласуются с измеренными.

На рис.8 приведен экспериментально измеренный  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_p, \theta)$  выход гамма-излучения с энергией 3495 кэВ,  $\theta_\gamma = 90^\circ$  из реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  на толстой углеродной мишени, полученный для разных

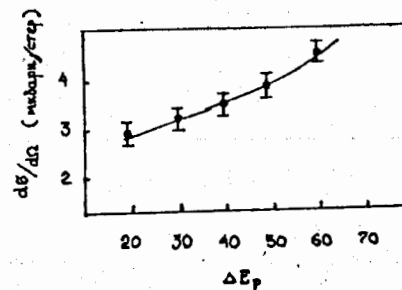


Рис.8. Зависимость эффективного сечения  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_p, \theta)$  для  $E_p = 1680$  кэВ,  $\theta_\gamma = 90^\circ$  от потерь энергии протона в мишени до вступления в реакцию

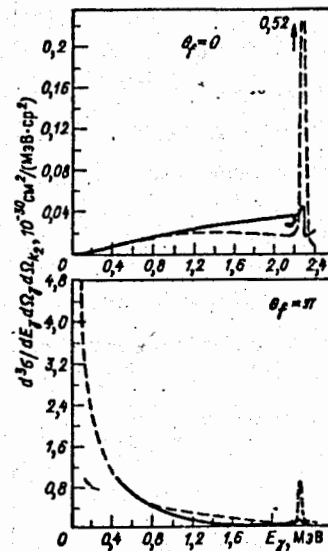


Рис.9. Сечения тормозного излучения при  $E_i = 2,5$  МэВ. Сплошная линия - расчет в приближении  $\Phi E$ , пунктир - точный расчет

начальных энергий протонов  $E_{p0}$ . Эти гамма-кванты соответствуют захвату протонов с энергией  $E_p = 1680$  кэВ. Для разных  $E_{p0}$  энергия  $E_p = 1680$  достигается на разных глубинах толстой мишени, т.е. протон до захвата ядром проходит разный путь, который на рис. 8 выражен через потери энергии  $\Delta E_p = E_{p0} - E_p$ . Точки на рисунке экспериментальные величины, сплошная кривая - расчет.

В шестой главе изучается ядерное тормозное излучение в реакциях с протонами. Здесь измеряемой величиной является спектр тормозного излучения, который при определенной энергии начального состояния определяется спектром конечных состояний. Интересно, что и в этом процессе в силу квантовой природы невозможно отделить тормозное излучение, связанное с ускорением частицы при влете в ядро и при вылете. В результате тормозной спектр несет уникальную информацию о динамике ядерного взаимодействия и может быть использован для извлечения времен протекания ядерных реакций.

В классической электродинамике интенсивность дипольного излучения, сопровождающего столкновение заряженных частиц, определяется выражением:

$$J = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} |\ddot{\vec{z}}|^2 \quad (19)$$

Спектральное распределение интенсивности дипольного излучения определяется  $d\mathcal{E}_\omega$  - энергией, излученной за время столкновения в виде волн с частотами в интервале  $d\omega/2\pi$

$$d\mathcal{E}_\omega = \frac{4e^2}{3c^3} |\ddot{\vec{z}}_\omega|^2 \frac{d\omega}{2\pi} \quad (20)$$

$\ddot{\vec{z}}_\omega$  - компонента Фурье  $\ddot{\vec{z}}(t)$

$$\ddot{\vec{z}}_\omega = \int_0^\infty \ddot{\vec{z}}(t) e^{i\omega t} dt \quad (21)$$

Дипольное приближение получено в предположении, что временем запаздывания в потенциале Лиенара-Вихерта можно пренебречь. Это условие может быть записано в виде

$$V \ll c, \quad (22)$$

т.е. скорость движения заряда  $V$  должна быть значительно меньше скорости света, что при тормозном излучении в столкновении нуклонов практически всегда выполняется.

Для качественного понимания связи времени протекания ядерной реакции  $\tau$  и спектральных характеристик тормозного излучения рассмотрим модельную задачу, в которой частица движется с постоянным ускорением в течение времени  $T \ll \tau$  при влете в ядро и с таким же ускорением, но обратного знака, при вылете.

В ядерных реакциях время задержки частицы в ядре является случайной величиной, характеризуемой плотностью вероятности  $P(\tau)$ . Для случая перекрывающихся резонансов  $P(\tau)$  имеет экспоненциальный характер  $P(\tau) \sim e^{-\tau/\tau_0}$ . В модельной задаче спектр тормозного излучения, усредненный по  $\tau$ , запишется в виде:

$$dV(E_f) = \frac{4}{3\pi} \frac{e^2}{c^3} (v-v_0)^2 \frac{1}{E_f} \frac{E_f^2 (\tau_0/R)^2}{1 + E_f^2 (\tau/\hbar)^2} \quad (23)$$

Здесь  $V_0$  - скорость частицы с энергией  $E_0$  вне ядра,  $V_1 = \sqrt{\frac{2(E_0 + U)}{m}}$  - скорость частицы внутри потенциала глубины  $U$ .

Как видно из формулы, спектр тормозного излучения имеет максимум при  $E_f = \hbar/\tau_0$  и, таким образом, он может быть использован для определения распределения времен протекания ядерных реакций. Впервые это было отмечено в работе Енни, Айсберга, Уилкинсона, которые получили аналогичное выражение. Квантовомеханическое рассмотрение этой задачи было сделано Фешбахом и Енни. Они предложили метод описания тормозного излучения, основанный на разложении амплитуды реакции вне массовой поверхности, которая определяет спектр тормозного излучения, по энергиям гамма-квантов. В этом методе сечение тормозного излучения выражается через

экспериментально измеренное сечение упругого рассеяния

$d\sigma_{\text{уп}}/d\Omega(E_i)$  и время протекания реакции  $\tau$

$$E_f \frac{d^3\sigma}{dE_f d\Omega_f d\Omega_i} = b_f^{-2} \frac{d\sigma_{\text{уп}}(E_i)}{d\Omega_f} + b_i^{-2} \frac{d\sigma_{\text{уп}}(E_f)}{d\Omega_f} - 2(\vec{b}_i \vec{b}_f) \cos \tau \cdot E_f / \hbar ; \quad (24)$$

$$b_{i,f} = \frac{B_{i,f} (\hat{R} + \kappa_{i,f})}{1 - (P_{i,f} \hat{R})} \left[ \frac{\alpha}{(2\pi)^2} \frac{V_f}{U_i} \left( \frac{N\mu}{A} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$P_{i,f} = V_{i,f}/c$ ,  $\kappa_{i,f}$ ,  $\hat{R}$  - единичные векторы в направлении импульса протона во входном канале ( $i$ ), выходном ( $f$ ) и тормозного кванта.

$V_{i,f}$  - скорость протона.  $\alpha = e^2/\hbar c$ ,  $A$  - атомный вес,  $N$  - число нейтронов в ядре,  $\mu$  - масса протона в системе центра масс,  $E_{i,f}$  - начальная и конечная энергии протонов.

В тех случаях, когда метод применим, представляется возможность, сравнивая экспериментальные результаты и расчет, извлечь время протекания реакции. Поэтому важной задачей в исследовании тормозного излучения является оценка применимости приближения Фешбаха-Энни (ФЕ). В диссертации исследована возможность применения приближения при взаимодействии частиц с тяжелыми ядрами в зависимости от отношения энергий гамма-квантов и налетающей частицы, а также угла ее вылета. Рассматривалось дифференциальное сечение тормозного излучения в модельной задаче, близкой к тормозному излучению с энергией ниже кулоновского барьера на ядре углерода.

Был использован потенциал П1 и П2 в виде прямоугольной ямы со ступенчатым барьером. Параметры П1 были подобраны таким образом, чтобы в  $s$ -волне при энергии 0,216 МэВ был резонанс с шириной  $\Gamma = 85$  кэВ, в потенциале П2 резонансы отсутствовали.

На рис.9 изображены дифференциальные сечения  $\sigma(\theta, E_f) =$

$= d^3\sigma/dE_f d\Omega_f d\Omega_i$ , вычисленные в рамках точного подхода ( $\sigma_T(\theta, E_f)$ ) и с помощью приближения ФЕ ( $\sigma_{\text{ФЕ}}(\theta, E_f)$ ) при энергии падающих частиц  $E_i = 2,5$  МэВ и углах  $\theta$  вылета частицы по отношению к падающему пучку;  $\theta_f = \pi/2$ ,  $\psi_f = \psi_i = 0$ .

Расчеты показали, что справедливость приближения Фешбаха-Энни зависит не только от отношения энергии  $\Delta = E_f/E_i$ , но и от угла вылета частиц. Относительное отклонение  $\sigma_T(\theta, E_f)$  и  $\sigma_{\text{ФЕ}}(\theta, E_f)$  для потенциала П1 достигает 570%. Для потенциала П2 отклонения точного и приближенного расчетов значительно меньше.

В целом, выполненные исследования показывают, что в отсутствие резонансов приближение Фешбаха-Энни хорошо описывает эксперимент и его точность определяется  $\Delta$ -отношением энергии тормозного излучения к энергии налетающей частицы. Наличие резонанса при одних и тех же  $\Delta$  приводит к ухудшению справедливости приближения ФЕ.

Первые работы по измерению такого дифференциального сечения тормозного излучения протонов были выполнены в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ и Киевском госуниверситете (1976 г.) и в Болонском университете (1976 г.), затем появились работы Бруклинской группы (1979 г.), группы из Токио (1982 г.) и группы из НИИ ЯФ МГУ (1986 г.). Изучалась реакция  $^{12}\text{C}(p, \gamma p)^{12}\text{C}$  при энергиях протонов 0,5-3 МэВ.

В ЛНФ ОИЯИ изучалось тормозное излучение протонов на углеводе, когда протоны в выходном канале находились вблизи резонанса  $E = 2366$  кэВ ядра  $^{13}\text{N}$ . Для регистрации гамма-излучения использовался  $\text{Ge}(\text{Li})$  детектор объемом 40 см<sup>3</sup> и разрешением ~3 кэВ по линии 1,17 МэВ источника  $^{60}\text{Co}$ .

На рис.10 приведено сечение тормозного излучения из реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma p)^{12}\text{C}$  при энергии падающих протонов 1230 кэВ и  $E_f$  вблизи

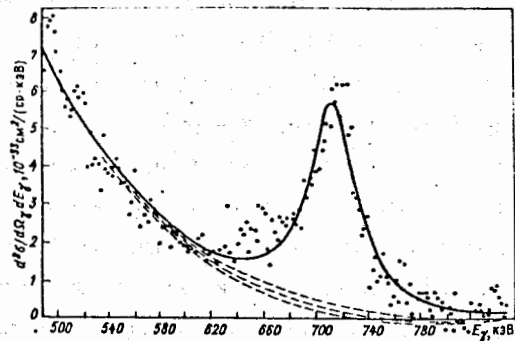


Рис. 10. Сечение реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{C}$  при  $E_p = 1230$  кэВ и  $E_\gamma$  вблизи резонанса  $E_s = 2366$  кэВ,  $\theta_p = 90^\circ$ . (л.с.)

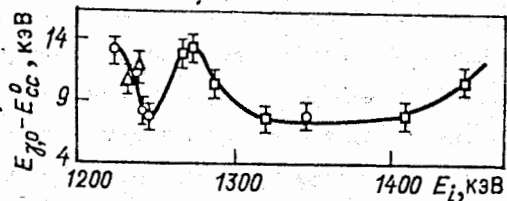


Рис. 11. Зависимость параметра максимума  $E_{\gamma,0} - E_{cc}^0$  от энергии падающих протонов

резонанса 2366 кэВ ядра  $^{13}\text{N}$ . Сечение состоит из двух компонент — плавной и резонансной с максимумом, которые находились в результате аппроксимации экспериментальных точек кривой  $F(E_\gamma)$

$$F(E_\gamma) = a + \frac{b}{E_\gamma} + \frac{c}{E_\gamma^2} + d \frac{\gamma/2}{(E_{\gamma 2} - E_\gamma)^2 + \Gamma^2/4} \quad (25)$$

в виде суммы полинома, описывающего первую компоненту и лоренцевского слагаемого для второй;  $E_{\gamma 2}$  — энергия в максимуме,  $\Gamma$  — ширина максимума. Параметры кривой находились методом наименьших квадратов. Наличие в выражении для  $F(E_\gamma)$  слагаемого  $a$ , по-видимому, можно рассматривать как отклонение при  $E_\gamma/E_p \sim 0.5$  формы спектра от задаваемой приближением Фешбаха-Енни.

При энергиях  $E_p \approx 1230$  кэВ и  $E_\gamma \approx 715$  кэВ велись поиски интерференции между амплитудами различных вкладов в тормозной спектр. Исследовалось изменение формы спектра при небольших изменениях энергии падающих протонов, не завалясь каким-либо аналитическим видом кривой описывающей спектр вблизи максимума. В качестве критерия такого изменения было использовано смещение положения центра тяжести ( $E_{cc}^0$ ) экспериментального спектра относительно расчетного положения максимума  $E_{\gamma,0}$ . На рис. 11 приведена разность энергии  $E_{\gamma,0} - E_{cc}^0$  в зависимости от энергии падающих протонов. Зависимость  $E_{\gamma,0} - E_{cc}^0$  от энергии падающих протонов связана с изменением формы резонансной компоненты тормозного спектра и может рассматриваться как указание на проявление интерференции в районе максимума тормозного спектра, при  $E_\gamma/E_p \sim 0.5$ , где приближение Фешбаха-Енни выполняется, по-видимому, плохо.

Сечение ядерного тормозного излучения определяется амплитудой взаимодействия протонов с  $^{12}\text{C}$  вне массовой поверхности, т.к. энергии протона в начале и конце реакции разные. В результате максимум в спектре гамма-излучения, соответствующий резонанс-

ной энергии для  $E_f$ , сдвинул от рассчитанного положения на величину выхода амплитуды за пределы массовой поверхности. Для спектров тормозного излучения, измеренных при  $E_p = 1300+1500$  кэВ, положение центра тяжести максимума в спектре имеет энергию на  $10 \pm 0,8$  кэВ меньшую расчетной.

В седьмой главе сформулированы основные результаты, полученные в диссертации. Наиболее полно продемонстрировали возможности интегрального подхода к изучению взаимодействия нуклонов с веществом результаты исследований, изложенных в 5-ой главе. Оказалось, что взаимодействие протонов, находящихся в веществе, энергии которых не фиксированы с ядрами, не сводится к захвату последними отдельных протонов с определенной энергией.

Интегральный подход к изучению взаимодействия нуклонов с веществом представляет большую практическую ценность. Прежде всего это связано с тем, что данные, необходимые для прогноза результата взаимодействия потока частиц с веществом, получают в близких условиях. Возрастает надежность таких результатов, т.к. каждая интегральная величина определяется характеристиками потока и взаимодействия в широком диапазоне энергий. При этом информация, в некотором смысле, дублируется и уменьшается вероятность получения ошибочных результатов. Особенно это важно при контроле спектров нейтронов в активной зоне и околорпусном пространстве реакторов. Здесь дублирование информации об интегральном потоке каждым компонентом многокомпонентного детектора обеспечивает высокую надежность получения конечного результата. Основной ценностью разработанной методики многокомпонентных активационных детекторов является технологичность их использования на АЭС и других энергетических установках. В комплексе с разработанными методами прецизионной гамма-спектрометрии и математическим обеспечением для восстановления спектров нейтронов создана возмож-

ность для включения методики в регламент контроля на атомных энергетических установках, что обеспечит их более безопасную работу.

Разработанные методики учета эффектов самопоглощения гамма-излучения в веществе, каскадного суммирования, наложения импульсов имеют самостоятельную ценность. Они широко используются в Киевском госуниверситете, ИЯИ АН УССР, Ужгородском университете, Ровенской АЭС для определения содержания радионуклидов в различных образцах, для целей нейтронактивационного анализа и в других прикладных работах.

### 3. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ПОЛОЖЕНИЯ РАБОТЫ, ВНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ:

1. Разработаны и развиты методы решения обратной задачи применительно к измерению спектров нейтронов и сечений ядерных реакций в интегральных экспериментах.

Созданы пакеты программ, реализующие восстановление решения по результатам интегральных экспериментов, планирование интегрального эксперимента, получение оценки погрешностей результатов.

2. Разработана автоматизированная методика прецизионного измерения интенсивностей источников гамма-излучения в объемных образцах. Методика учитывает эффекты самопоглощения гамма-излучения в образце, конечную геометрию измерений, наложения импульсов в спектрометрическом тракте, эффект каскадного суммирования гамма-квантов. Полученные в интегральных экспериментах спектры обрабатываются специализированным пакетом программ, обеспечивающим высокую точность и надежность конечных результатов.

3. Разработана интегральная методика использования многокомпонентных активационных детекторов для измерения спектров быстрых нейтронов в активной зоне ядерных энергетических установок и выведенных потоках нейтронов. Измерены спектры в активной зоне реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР, чувствительность методики позволяет ис-

следовать спектры быстрых нейтронов в зависимости от загрузки активной зоны. Методика включает оптимизацию набора используемых в детекторе пороговых реакций, оценку композиции исходных материалов, определение скоростей реакций, восстановление спектров нейтронов.

4. Методом интегральных экспериментов в известных нейтронных полях получены сечения реакций  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ ,  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ .

Полученные сечения наилучшим образом, с точки зрения критерия  $\chi^2$ , согласуются с результатом интегральных экспериментов в стандартных полях нейтронов.

5. Развита интегральная методика измерения характеристик резонансов в реакции  $(p,\gamma)$  на толстых мишенях. Измерены характеристики 8 резонансов в реакциях  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ ,  $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)^{25}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}(p,\gamma)^{29}\text{P}$ .

6. Впервые наблюдалось явление аномального радиационного захвата протонов легкими ядрами.

7. Обнаружено, что выход гамма-излучения определенной энергии, связанного с захватом протонов в резонансе 3512 кэВ ядра  $^{13}\text{N}$ , зависит от пути, пройденного протоном в мишени до захвата.

8. Впервые ядерная реакция использована для измерения энергии частиц в веществе, показано, что результат измерения зависит от механизма реакции.

9. Впервые наблюдалась интерференция и сдвиг максимума в спектре тормозного излучения в реакции  $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$  при захвате на резонанс 2366 кэВ ядра  $^{13}\text{N}$ . Измерено сечение тормозного излучения в этой реакции. Определены условия применимости приближения Фешбаха-Энни для описания тормозного излучения и показана возможность измерения времен протекания ядерных реакций из спектров тормозного излучения.

Основное содержание диссертации опубликовано в следующих работах:

1. С.С.Паржицкий, Ю.П.Попов, В.А.Полярков, З.А.Салех, И.В.Сизов, В.И.Стрижак "Исследование гамма-излучения из реакции  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ ". Тезисы XXVI ВСЯССАЯ, с.303, Баку; 1976 г.; Сообщения ОИЯИ, P-15-9649, Дубна; 1976 г.
2. А.И.Войтов, С.С.Паржицкий, Ю.П.Попов, В.А.Полярков, И.В.Сизов, В.И.Стрижак "Интерференционные явления в тормозном спектре гамма-квантов реакции  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ ". Сообщения ОИЯИ P15-III01, Дубна; 1977 г.
3. А.И.Войтов, С.С.Паржицкий, Ю.П.Попов, В.А.Полярков, И.В.Сизов, В.И.Стрижак "Прямой радиационный захват протонов ядром  $^{12}\text{C}$ ". Тезисы и доклад XXII ВСЯССАЯ, с.158, Ташкент; 1977 г.; Сообщения ОИЯИ P15-II087, Дубна; 1977 г.
4. В.А.Плюйко, В.А.Полярков "Ядерное тормозное излучение в присутствии изолированного резонанса". Тезисы XXX ВСЯССАЯ, с.128, Москва, 1980 г.
5. В.А.Плюйко, В.А.Полярков "О возможности использования теоремы Эренфеста в задаче о тормозном излучении нуклонов". Тезисы XXXI ВСЯССАЯ, с.158, Самарканд; 1981 г.
6. А.И.Войтов, И.И.Кастрюлин, В.А.Полярков "Определение относительной эффективности  $\text{Ge}(\text{Li})$  детекторов в диапазоне энергий 0,8+6,1 МэВ". Приборы и техника эксперимента, 3, с.51, 1981.
7. В.А.Плюйко, В.А.Полярков "О возможности использования теоремы Эренфеста в задаче о тормозном излучении нуклонов". Известия АН Каз.ССР, серия физ.-мат., №5, с.24, 1982 г.
8. В.А.Плюйко, В.А.Полярков "О применимости приближения Фешбаха-Энни в задаче о тормозном ядерном излучении". Тезисы XXXII ВСЯССАЯ, с.416, Киев; 1982 г.

9. В.А.Плюйко, В.А.Поярков "Особенности ядерного тормозного излучения в присутствии одночастичного изолированного резонанса". Ядерная физика, т.37, №2, с.298, 1983 г.
10. В.А.Плюйко, В.А.Поярков "Теорема Эрэнфеста в теории прямых переходов между несвязанными состояниями". *Phys. Letters. B*, т.123, №6, с.373-375, 1983 г. (англ.).
11. С.Н.Ежов, В.А.Поярков "Изучение ядерных реакций в случае немонахроматических пучков". Ядерная физика, т.37, №3, с.616, 1983 г.
12. В.А.Поярков, И.В.Сизов "Эффект когерентной энергетической ширины при захвате протонов ядром  $^{12}\text{C}$ ". Препринт ОИЯИ Р15-83-442, Дубна; 1983 г.
13. С.Н.Ежов, В.А.Поярков "Метод восстановления сечений в экспериментах на сплошных пучках". Тезисы XXXIII ВСЯССАЯ, с.38, М; 1983 г.
14. А.И.Войтов, Е.И.Мацегулина, А.Л.Полянский, В.А.Поярков, В.И.Стрижак "О дополнительной погрешности, возникающей при измерении активности нуклидов за счет суммирования каскадных гамма-квантов". Тезисы XXXIII ВСЯССАЯ, с.586, М; 1983 г.
15. А.И.Войтов, Е.И.Мацегулина, А.Л.Полянский, В.А.Поярков, В.И.Стрижак "Учет эффектов суммирования каскадных гамма-квантов при определении активности образцов большого объема". Тезисы XXXIII ВСЯССАЯ, с.587, М; 1983 г.
16. Э.И.Моргунов, А.Н.Назаров, В.А.Поярков "Измерение поглощения гамма-квантов для определения характеристик растворов и смесей". Тезисы XXXIII ВСЯССАЯ, с.588, М; 1983 г.
17. В.А.Поярков, И.В.Сизов "Эффект когерентной энергетической ширины при захвате протонов ядром  $^{12}\text{C}$ ". Ядерная физика, т.40, №7, с.21, 1984 г.

18. В.А.Поярков, И.В.Сизов "О зависимости сечения реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{C}$  от энергетической ширины волнового пакета падающих протонов". Тезисы и доклад XXXIV ВСЯССАЯ, с.291, Ленинград: 1984 г.
19. Э.И.Моргунов, В.А.Поярков "Учет эффектов конечной геометрии и самопоглощения при спектрометрии гамма-излучения". Тезисы XXXIV ВСЯССАЯ, с.553, Наука, Ленинград; 1984 г.
20. М.Ф.Власов, А.И.Войтов, А.Л.Полянский, В.А.Поярков, В.И.Стрижак "Об использовании Al, Mn, Fe в качестве пороговых детекторов для измерения спектров нейтронов". Нейтронная физика, т.4, с.251, ЦНИАТОМИНФОРМ, М., 1984 г.
21. Э.М.Моргунов, В.А.Поярков, В.И.Стрижак "Полуэмпирическая методика учета самопоглощения нейтронов и гамма-фотонов в образцах". Нейтронная физика, т.4, с.364, ЦНИАТОМИНФОРМ, М.; 1984 г.
22. В.А.Поярков, М.Ф.Власов, С.Н.Ежов "Восстановление сечений реакций  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ ,  $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$  по интегральным сечениям в стандартных полях нейтронов". Нейтронная физика, т.4, с.369, ЦНИАТОМИНФОРМ, М., 1984 г.
23. В.А.Поярков, С.Н.Ежов "О возможности получения самосогласованных сечений пороговых реакций в интегральных экспериментах". Нейтронная физика, т.4, с.376, ЦНИАТОМИНФОРМ, М., 1984 г.
24. Э.И.Моргунов, В.А.Поярков, С.А.Самарин "Способ стабилизации энергетической шкалы спектрометра и устройство для его реализации". Авторское свидетельство № И137902, приоритет 01.10.1984.
25. Э.И.Моргунов, В.А.Поярков, В.И.Стрижак "Полуэмпирическая методика учета поглощения гамма-излучения в объемных образцах". Прикладная ядерная спектрометрия, вып.13, с.55, Ленинград; Энергоатомиздат, 1984 г.



26. А.И.Войтов, Е.И.Мацепулина, А.Л.Полянский, В.А.Поляров, В.И.Стрижак "Учет суммирования каскадных гамма-квантов при определении активности радионуклидов в образцах большого объема". Прикладная ядерная спектрометрия, вып.13, с.60, Ленинград; Энергоатомиздат, 1984 г.
27. А.И.Войтов, А.Л.Полянский, В.А.Поляров, В.И.Стрижак "Дополнительная погрешность измерения активности радионуклидов, возникающая за счет суммирования каскадных гамма-квантов". Прикладная ядерная спектрометрия, вып.13, с.64, Ленинград; Энергоатомиздат, 1984 г.
28. А.И.Войтов, А.Л.Полянский, В.А.Поляров, В.И.Стрижак "Способ измерения интенсивности отдельных энергетических компонентов в аппаратурном спектре". Авторское свидетельство № I26I460. Приоритет от 01.II.1984 г.
29. В.А.Поляров "Аномальный радиационный захват протонов в "толстых" мишенях". Тезисы и доклад XXXVI ВСЯССАЯ, с.275, Ленинград; Наука, 1986 г.
30. А.И.Войтов, В.М.Назаров, В.А.Поляров, В.Ф.Переседов "Использование многокомпонентных активационных детекторов для спектрометрии нейтронных полей". Сообщения ОИЯИ, Дубна; 1986 г.
31. А.И.Войтов, В.А.Поляров, Т.С.Садовникова "Анализ погрешностей восстановления спектров нейтронов, измеренных активационным методом". Атомная энергия, т.60, с.327-332, 1986 г.
32. А.И.Войтов, В.А.Поляров, В.И.Стрижак "Использование многокомпонентных активационных детекторов для измерения спектра быстрых нейтронов". Тезисы докладов IV Всесоюзного совещания по метрологии нейтронных измерений на реакторах и ускорителях, М.: ВНИИФТРИ, 1985 г.

33. А.И.Войтов, Д.Н.Красик, В.А.Никонов, В.А.Поляров "Измерение спектра быстрых нейтронов в активной зоне реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР при помощи многокомпонентных активационных детекторов". Тезисы IV Всесоюзного совещания по метрологии нейтронных измерений на реакторах и ускорителях, М., ВНИИФТРИ, 1985 г.
34. А.И.Войтов, И.Н.Каденко, Э.И.Моргунов, В.А.Поляров, М.Ф.Власов "Измерение спектра быстрых нейтронов на горизонтальном канале ВВР-М ИЯИ АН УССР". Тезисы докладов IV Всесоюзного совещания по метрологии нейтронных измерений на реакторах и ускорителях, М.: ВНИИФТРИ, 1985 г.
35. А.И.Войтов, В.А.Поляров, Т.С.Садовникова "ITR-84 - программа для восстановления спектров нейтронов по результатам активационных измерений". Тезисы докладов IV Всесоюзного совещания по метрологии нейтронных измерений на реакторах и ускорителях. М.: ВНИИФТРИ, 1985 г.
36. Э.И.Моргунов, В.А.Поляров "Интегральная оценка сечения реакции  $Fe(n, n'\gamma)$  в потоке нейтронов  $R(Be)$  источника". Тезисы докладов IV Всесоюзного совещания по метрологии нейтронных измерений на реакторах и ускорителях. М.: ВНИИФТРИ, 1985 г.
37. Э.И.Моргунов, Е.В.Науменко, В.А.Поляров "Автоматизированная установка для гамма-спектрометрических измерений". Тезисы докладов IV Всесоюзного совещания по метрологии нейтронных измерений на реакторах и ускорителях. М.: ВНИИФТРИ, 1985 г.
38. Э.И.Моргунов, В.А.Поляров "Автоматизированный гамма-спектрометр на базе анализатора импульсов АИ-4096-90 и микроЭВМ "Электроника ДЗ-28". Информационный листок № 85-137, Киев: УкрНИИТИ, 1985 г.

39. В.А.Поярков, И.В.Сизов "Аномальный радиационный захват протонов в "толстых" мишенях". Ядерная физика, т.45, в.6, с.1515, 1987 г.
40. В.А.Пляко, В.А.Поярков "Ядерное тормозное излучение в реакциях с протонами". Физика ЭЧАЯ, т.18, в.2, с.374, 1987 г.

Подп. к печ. 16.05.88 БФ 19166 . Формат 60×84<sup>1/8</sup>. Бумага  
тип. № 3 . Печать офсетная. Усл. печ. л. 2,79 . Усл. кр.-отт. 3,02  
Уч.-изд. л. 2,0 . Тираж 100 .  
Зак. № 10704 . Бесплатно.

---

ГП ППО «Укрвуполнграф».  
252151, г. Киев, ул. Воынская, 60.