

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«Амурский государственный университет»
(ГОУВПО «АмГУ»)

Ядерно-физические и нейтронные методы

Учебно-методический комплекс дисциплины
по направлению подготовки
010600.68 – «Прикладная математика и физика»

Утвержден на заседании кафедры теоретической и
экспериментальной физики

«__» _____ 20__ г.,
(протокол № __ от «__» _____ 20__ г.)

Зав. кафедрой

_____ Е.А. Ванина

Печатается по решению
редакционно-издательского совета
инженерно-физического факультета
Амурского государственного
университета

Ванина Е.А.

Учебно-методический комплекс по дисциплине «Ядерно-физические и нейтронные методы» для направления подготовки 010600.68 «Прикладные математика и физика». – Благовещенск: Амурский гос. ун-т, 2011.

Учебно-методические рекомендации ориентированы на оказание помощи магистрантам очной формы обучения по направлению подготовки 010600.68 «Прикладные математика и физика» для формирования знаний по основам библиографии. В комплексе отражены основные направления научной деятельности преподавателей факультета.

Амурский государственный университет, 2011

Министерство образования и науки РФ
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
АМУРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
(ГОУВПО «АмГУ»)

«УТВЕРЖДАЮ»
Проректор по учебной работе
_____ В.В. Проказин

« ____ » _____ 2010 г

РАБОЧАЯ ПРОГРАММА

по дисциплине «Ядерно-физические и нейтронные методы»

по направлению подготовки 010600.68 – «Прикладные математика и физика»

Курс: 6 Семестр: 11

Лекции: 36 (час.) Зачет: 11 семестр

Самостоятельная работа: 32 (час.)

Всего часов: 68 (час.)

Составитель: Е. А. Ванина, д.ф.-м.н., профессор

Факультет: «Инженерно-физический»

Кафедра: «Теоретическая и экспериментальная физика»

2010 г.

Рабочая программа составлена на основании Государственного образовательного стандарта по специальности магистратуры «Прикладные математика и физика».

Рабочая программа обсуждена на заседании кафедры теоретической и экспериментальной физики
«__» _____ 2010 г., протокол № _____
Заведующий кафедрой _____ Е.А. Ванина

Рабочая программа одобрена на заседании УМС специальности магистратуры «Прикладные математика и физика»
«__» _____ 2010 г., протокол № _____
Председатель _____ Е.А. Ванина

СОГЛАСОВАНО
Начальник УМУ
_____ Г.Н. Торопчина
«__» _____ 2010 г.

СОГЛАСОВАНО
Председатель УМС факультета
_____ В.Ф. Ульянычева
«__» _____ 2010 г.

СОГЛАСОВАНО
Заведующий выпускающей кафедрой
_____ Е.А. Ванина
«__» _____ 2010 г.

1 ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ДИСЦИПЛИНЫ, ЕЕ МЕСТО В УЧЕБНОМ ПРОЦЕССЕ

1.1 Цели и задачи курса

Дисциплина «Ядерно-физические и нейтронные методы» занимает важное место в системе прикладного физического образования. Целью преподавания дисциплины является изучение: фундаментальных основ ядерной физики и нейтронных, рентгеновских и гамма-методов.

По завершению курса обучаемые должны приобрести устойчивые навыки и умения, позволяющие выяснить физические принципы основных нейтронных и ядерно-физических методов и возможности их применения.

1.2 Требования к уровню освоения содержания дисциплины

В результате освоения дисциплины студенты должны иметь четкое представление об физических основах методов экспериментального исследования, об экспериментальных установках, основных этапах планирования эксперимента.

Перечень дисциплин с указанием разделов (тем), усвоение которых студентами необходимо при изучении данной дисциплины

Данный курс базируется на ранее изученных дисциплинах: «Электричество», «Физика атомов и молекул», «Физика атомного ядра и частиц», связан с дисциплиной: «Физика конденсированного состояния вещества», и дает основы для проведения экспериментального исследования в ходе выполнения магистерской диссертации.

2 СОДЕРЖАНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ

2.1 Федеральный компонент

Дисциплина «Ядерно-физические и нейтронные методы» является дисциплиной, входящей в блок федерального компонента для магистратуры

по направлению 511600 – «Прикладные математика и физика» по циклу: «Специальные дисциплины магистра». Тематическое содержание курса государственным стандартом не ограничено.

2.2 Наименование тем, их содержание, объем в лекционных часах

ТЕМАТИЧЕСКИЙ ПЛАН ЛЕКЦИОННЫХ ЗАНЯТИЙ

Наименование темы	Кол-во часов
Введение в предмет «Ядерно-физические и нейтронные методы».	2
1. Статические свойства атомного ядра.	4
2. Радиоактивность. Радиоактивный распад.	4
3. Эффект Мессбауэра. Основные закономерности и области применения.	2
4. Ядерные реакции. Механизмы протекания.	4
5. Деление ядер. Реакторы.	2
6. Свойства ядерных сил.	2
7. Прохождение заряженных частиц и гамма-квантов через вещество.	4
8. Ускорители и детекторы..	2
9. Нейтронные методы анализа.	4
10. Рентгеновские и гамма- методы исследования.	2
11. Классификация и применение ядерно-физических и нейтронных методов.	2
Итого за семестр	36

Введение в предмет «Ядерно-физические и нейтронные методы».
Связь физики конденсированного состояния вещества и физика атомного ядра и частиц с предметом.

Тема 1. Статические свойства атомного ядра

Состав атомного ядра. Опыт Резерфорда. Размеры и структура ядер. N-Z диаграмма атомных ядер. Масса и энергия связи ядер. Удельная энергия

связи. Капельная модель ядра. Формула Вайцзеккера. Оболочечная модель ядра. Магические ядра.

Тема 2. Радиоактивность. Радиоактивный распад.

Радиоактивность. α -, β -распады. Радиоактивные ряды. Основные законы и характеристики радиоактивного распада. Постоянная распада, период полураспада, время жизни радиоактивного ядра, активность.

Тема 3. Эффект Мессбауэра. Основные закономерности и области применения.

γ -излучение. Внутренняя конверсия. Мессбауэровская спектроскопия.

Тема 4. Ядерные реакции. Механизмы.

Символика, классификация ядерных реакций. Сечение ядерных реакций. Законы сохранения в ядерных реакциях. Механизмы протекания ядерных реакций.

Тема 5. Деление ядер. Реакторы.

Деление ядер под действием нейтронов. Цепная реакция деления. Основные критерии. Ядерный реактор на тепловых нейтронах. Классификация ядерных реакторов. Бридеры.

Тема 6. Свойства ядерных сил.

Нуклон-нуклонное взаимодействие. Дейтрон. Теория Юкавы. Свойства ядерных сил.

Тема 7. Прохождение заряженных частиц и гамма-квантов через вещество.

Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество. Формула Бете - Бора. Особенности прохождения легких заряженных частиц через вещество. Прохождение гамма-квантов через вещество. Слой половинного ослабления.

Тема 8. Ускорители и детекторы.

Источники частиц. Типы ускорителей. Детекторы частиц. Фундаментальные частицы Стандартной модели.

Тема 9. Нейтронные методы анализа.

Инструментальный нейтронно-активационный анализ. Нейтронный радиационный анализ. Фотонейтронный метод.

Тема 10. Рентгеновские и гамма-методы исследования.

Радиометрия. Гамма-спектральный метод. Плотностной и селективный гамма-метод. Рентгенорадиометрический метод. Рентгенофлуоресцентный анализ.

Тема 11. Классификация и применение ядерно-физических и нейтронных методов.

2.4 Самостоятельная работа студентов (32 часа).

В качестве самостоятельной работы по дисциплине «Ядерно-физические и нейтронные методы» предлагается изучить основные циклы реакций синтеза атомных ядер, выяснить проблемы управляемого термоядерного синтеза.

2.5. Вопросы к зачету

1. Состав атомного ядра. Опыт Резерфорда.
2. Размеры и структура ядер. N-Z диаграмма атомных ядер.
3. Масса и энергия связи ядер. Удельная энергия связи.
4. Капельная модель ядра. Формула Вайцзеккера.
5. Оболочечная модель ядра. Магические ядра.
6. Радиоактивность. Радиоактивные ряды.
7. Основные законы и характеристики радиоактивного распада.
8. Эффект Мессбауэра. основные закономерности и области применения.
9. Ядерные реакции, символика, классификация. Механизмы протекания ядерных реакций.
10. Сечение ядерных реакций. Законы сохранения в ядерных реакциях.
11. Деление ядер под действием нейтронов.
12. Цепная реакция деления. Основные критерии.
13. Ядерный реактор на тепловых нейтронах. Классификация ядерных реакторов. Бридеры.
14. Свойства ядерных сил.
15. Прохождение заряженных частиц и гамма-квантов через вещество.
16. Источники частиц. Типы ускорителей.
17. Детекторы частиц.
18. Фундаментальные частицы Стандартной модели.
19. Инструментальный нейтронно-активационный анализ.
20. Нейтронный радиационный анализ. Рентгенофлуоресцентный анализ.
21. Фотонейтронный метод
22. Радиометрия.
23. Гамма-спектральный метод.
24. Плотностной и селективный гамма-гамма метод.
25. Рентгенорадиометрический метод.
26. Проблемы УТС.
27. Классификация и применение ядерно-физических и нейтронных методов.

2.5 Виды контроля

Текущий контроль за аудиторной и самостоятельной работой обучаемых осуществляется во время проведения лекционных занятий посредством устного опроса по контрольным вопросам соответствующего раздела. Промежуточный контроль осуществляется два раза в семестр в виде анализа итоговых отчетов на аттестационные вопросы. Итоговый контроль осуществляется после успешного прохождения магистрантами текущего и промежуточного контроля в виде зачета.

2.6 Требования к знаниям студентов, предъявляемые на зачете

Зачет сдается в конце семестра. Форма сдачи зачета – устная. В предлагаемый билет входят два вопроса: основной и дополнительный.

Студент должен дать развернутый ответ на основной вопрос, и краткий – на дополнительный. Развернутый ответ предполагает полное знание теории по данной части курса, свободную ориентацию в материале, краткий ответ – основных теоретических моментов: понятий и терминологии. При выполнении указанных требований ставится отметка «зачтено».

3 УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ПО ДИСЦИПЛИНЕ

3.1. Перечень обязательной (основной) литературы

1. М. И. Пергамент. Методы исследований в экспериментальной физике. Серия: Физтеховский учебник. М. Издательство: Интеллект, 2008 г. 304 стр.
2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: учеб. В 3т. Т.2: Физика ядерных реакций. 2009.

3.2. Перечень дополнительной литературы

1. Хемометрический подход к обработке данных, полученных в результате использования ядерно-физических методов анализа вещества // Сложные системы и процессы. Кожевникова М.Ф., Левенец В.В., Диордица В.А., Ролик И.Л., Щур А.А. / Владимир Бахрушин № 1(13), 2008
2. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Н. П. Юдин. "Частицы и атомные ядра", М., МГУ 2005.
3. И. М. Капитонов. "Введение в физику ядра и частиц", М., УРСС, 2002.
4. Окунев В.С. Основы прикладной ядерной физики и введение в физику ядерных реакторов. Учебное пособие для вузов. Издательство: Московский Государственный Технический Университет (МГТУ) имени Н.Э. Баумана 2010 г. 462 стр.

4. НЕОБХОДИМОЕ ТЕХНИЧЕСКОЕ И ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Лекции проводятся в стандартной аудитории, оснащенной в соответствии с требованиями преподавания теоретических дисциплин, включая мультимедиа проектор.

Курс лекций по ядерно-физическим и нейтронным методам

Актуальность применения методов и средств ядерно-физического анализа и контроля состава вещества в науке и технике.

Атомная энергетика и промышленность, являясь наиболее высокотехнологичным сектором отечественной экономики, всегда опирались в своем развитии на достижения фундаментальных исследований. В силу своей специфики фундаментальные исследования направлены на выяснение основных закономерностей строения окружающей нас материи. При этом продвижение на пути научного познания становится возможным в результате создания все более сложных и масштабных инструментов исследований, что неизбежно по прошествии некоторого времени приводит к совершенствованию технологий, реализуется в качественно новых технических решениях. Происходит, как принято говорить, реализация результатов научных исследований в практических приложениях. Этот процесс наиболее ярко протекает в постиндустриальных странах, где доля высокоинтеллектуального продукта в общем объеме производства неуклонно возрастает.

Современные возможности освоения ядерной и термоядерной энергии опираются на понимание фундаментальных закономерностей в мире атомных ядер и элементарных частиц. Дальнейшее проникновение вглубь материи связано с изучением строения и взаимодействий субъядерных частиц. Согласно современным представлениям, закономерности в мире элементарных частиц и процессы эволюции Вселенной тесно взаимосвязаны. Более того, известная нам совокупность элементарных частиц и космологических объектов составляет малую часть Вселенной (проблема "темной материи" или скрытой массы во Вселенной).

Для изучения проблем, стоящих перед современной ядерной физикой, получения новых данных о взаимосвязи физики элементарных частиц, астрофизики и космологии, расширения возможностей экспериментальных исследований в 1970 году решением Президиума Академии наук СССР был образован Институт ядерных исследований (ИЯИ). На институт была возложена задача создания и развития крупного комплекса низкофоновых подземных и наземных установок на Северном Кавказе для исследования физики космических лучей и нейтринной астрофизики, ныне известного как Баксанская нейтринная обсерватория (БНО ИЯИ РАН). Одновременно в Подмосковье в научном центре Академии наук "Красная Пахра" (ныне город Троицк, Троицкий научный центр РАН) ИЯИ должен был организовать крупный исследовательский центр для исследований в области фундаментальной и прикладной ядерной физики промежуточных энергий на базе сильноточного ускорителя ионов водорода на энергию до 600 МэВ.

Академики М.В. Келдыш и М.А. Марков стояли у истоков создания ИЯИ, а его первым директором был академик А.Н. Тавхелидзе, ныне возглавляющий теоретический отдел института. Более восемнадцати лет возглавляет институт академик В.А. Матвеев. В институте работали академики И.М. Франк и А.Е. Чудаков, продолжаются исследования под руководством членов РАН Г.Т. Зацепина, В.М. Лобашева, В.А. Рубакова, В.А. Кузьмина, О.Г. Ряжской.

Многие идеи, легшие в основу создания ИЯИ РАН, реализованы и получили дальнейшее развитие в мировом научном сообществе, как например, результаты многолетнего российско-американского эксперимента SAGE на галлий-германиевом нейтринном телескопе БНО. Большой подземный сцинтилляционный телескоп БНО входит в систему глобальных наблюдений за источниками излучения во Вселенной. Для регистрации

мюонов и нейтрино сверхвысоких энергий в больших объемах под водой создана Байкальская нейтринная обсерватория.

Одно из направлений наших работ связано с реализацией проекта импульсного нейтронного источника ИН-06 на базе ускорительного комплекса. Развитие исследований в области нейтронной физики и ее приложений находится на стыке проблем ядерной энергетики, разработки новых материалов и изучения наноструктур. Физический пуск нейтронного источника ИЯИ РАН осуществлен в 1998 году. В ближайшее время предполагается завершение создания первой очереди нейтронного комплекса, включающего ИН-06 и другие нейтронные ядерно-физические установки, а также нейтронографические установки для исследования конденсированных сред.

Показательно, что заложенная в проект ИЯИ РАН оригинальная концепция получения импульсов нейтронов под действием ускоренных протонов в мишенях из тяжелого металла получила дальнейшее развитие в создаваемых за рубежом крупных исследовательских комплексах. Интерес к подобным центрам в других странах связан с ожидаемыми перспективами экономического прогресса на основе развития и освоения наукоемких технологий. Значительные вложения сделаны в развитие установок по применению методов нейтронного рассеяния. В ближайшие несколько лет США, Япония, Австралия завершат создание нейтронных центров, стоимость сооружения каждого из которых составляет не менее одного миллиарда долларов США. Это отражает значимость развития нейтронных методов исследования вещества для совершенствования существующих технологий и поиска новых возможностей создания материалов с заданными свойствами. Учитывая наметившиеся тенденции, в МАГАТЭ ведется проработка вопросов развития нейтронных исследований в развивающихся странах.

Следует отметить, что новое поколение нейтронных источников создается на основе комплексов "ускоритель - нейтронные мишени". Такая комбинация, в отличие от источника нейтронов в виде ядерного реактора, обеспечивает лучшие условия для получения хорошо контролируемых и управляемых нейтронных пучков. Нейтроны в управляемых ускорителем нейтронных источниках (УУНИ) рождаются в мишенях из тяжелых неделящихся металлов, главным образом, в результате процесса скалывания, а не в процессе деления ядер. Сравнительно небольшое тепловыделение в мишени в расчете на один нейтрон, а также возможность получения нейтронных импульсов требуемой и варьируемой в нужных пределах длительности также является важным преимуществом УУНИ по сравнению с источниками деления.

Резерфордская лаборатория (Великобритания) получила финансовую поддержку в размере сто миллионов фунтов стерлингов на реализацию второй очереди мишенной станции (ISIS Target Station 2 project, завершение в 2008 году). Уже упомянутые выше проекты - американский US Spallation Neutron Source (SNS) и японский Japanese Spallation Neutron Source (JSNS) - находятся на стадии реализации, имеется предложение о создании в Китае Chinese Spallation Neutron Source (CSNS, предполагаемое завершение в 2010 году), разработан проект Европейского нейтронного источника (ESS).

Наряду с УУНИ с рекордными параметрами, МАГАТЭ рассматривает возможности создания источников средней и малой интенсивности в интересах предварительной отработки новых методов нейтронных исследований и соответствующих технологий, а также для подготовки кадров для науки и промышленности. Оптимальный набор аппаратуры должен обеспечить следующие возможности измерений: малоугловое рассеяние нейтронов, рефлектометрию, порошковую и поликристаллическую дифрактометрию, в том числе при механической нагрузке образцов, активационный

анализ, время-пролетную технику для некогерентно-неупругих экспериментов, тестирование нейтронных устройств типа детекторов и нейтронной оптики: оптимизация технологии нейтронных источников (нейтроники), т.е. всего комплекса "мишень-замедлитель-рефлектор".

Параметры УУНИ начинают конкурировать с высокопоточными реакторами, например, с RHF института Лауэ-Ланжевена в Гренобле, где поток тепловых нейтронов составляет величину порядка $1,3 \times 10^{15}$ н/см²с. Реализация проектов крупных УУНИ осуществляется в тесной кооперации национальных центров.

В настоящее время в США (Indiana University) создается источник нейтронов малых энергий мощностью до 10¹⁴ н/с (Low Energy Neutron Source, LENS, завершение в 2006 году) с капитальными вложениями от 10 до 30 миллионов долларов и стоимостью эксплуатации 10-15% от капитальных вложений. Импульсные источники нейтронов средних энергий, такие как ISIS в Великобритании и Lujan Center (Los Alamos) в США, с интенсивностью до 10¹⁶ н/с требуют разработки и создания дополнительной инфраструктуры. Кстати, на базе Lujan Center образован центр по нанотехнологиям.

Приведенные данные показывают, насколько актуальным является для России завершение работ по созданию крупного исследовательского комплекса для широкого круга нейтронных исследований на базе сильноточного ускорителя ионов водорода ИЯИ РАН. Соответствующая инфраструктура первой очереди в основном создана. В ближайшие годы при сохранении намеченного объема финансирования планируется выведение ускорителя на мощность 100 кВт, что обеспечит получение нейтронных пучков достаточно высокой интенсивности для реализации исследований по изучению динамики и структуры конденсированных сред, в том числе материалов атомной науки и техники. Ведется проработка возможностей создания многофункционального подкритического стенда для исследований и моделирования концепции ускорительно-управляемых систем и трансмутации продуктов ядерной энергетики. Имеющиеся в ИЯИ РАН в составе нейтронного комплекса уникальный нейтронный спектрометр по времени замедления нейтронов в свинце СВЗ-100 и время-пролетный спектрометр уже сейчас позволяют проводить прецизионные измерения ядерных данных в минорных актинидах - в материалах, представляющих ключевой интерес для перспектив развития ядерной энергетики. Дополнительно в 2005 году в ИЯИ РАН создана и оборудована современным оборудованием лаборатория рентгеноструктурного анализа. Реализация программы исследований предполагает тесную кооперацию ИЯИ РАН как с академическими институтами, так и с организациями Росатома.

Взаимодействие частиц с веществом

Для анализа результатов различных экспериментов, важно знать какие процессы происходят при взаимодействии частицы с веществом мишени. Регистрация частиц также происходит в результате их взаимодействия с веществом детектора.

Взаимодействие частиц с веществом зависит от их типа, заряда, массы и энергии. Заряженные частицы ионизируют атомы вещества, взаимодействуя с атомными электронами. Нейтроны и гамма-кванты, сталкиваясь с частицами в веществе, передают им свою энергию, вызывая ионизацию за счет вторичных заряженных частиц. В случае гамма-квантов основными процессами, приводящими к образованию заряженных частиц являются фотоэффект, эффект Комптона и рождение электрон-позитронных пар. Взаимодействие частиц зависит от таких характеристик вещества как плотность, атомный номер вещества, средний ионизационный потенциал вещества.

Каждое взаимодействие приводит к потере энергии частицей и изменению траектории её движения. В случае пучка заряженных частиц с кинетической энергией E проходящих слой вещества их энергия уменьшается по мере прохождения вещества, разброс энергий увеличивается. Пучок расширяется за счет многократного рассеяния.

Между проходящей в среде частицей и частицами вещества (электронами, атомными ядрами) могут происходить различные реакции. Как правило их вероятность заметно меньше, чем вероятность ионизации. Однако реакции важны, в тех случаях, когда взаимодействующая с веществом частица является нейтральной. Например, нейтрино можно зарегистрировать по их взаимодействию с электронами вещества детектора или в результате их взаимодействия с нуклонами ядра. Нейтроны регистрируются по протонам отдачи или по ядерным реакциям, которые они вызывают.

Тяжелые заряженные частицы - протоны, альфа-частицы, мезоны и др.

Тяжелые заряженные частицы взаимодействуют главным образом с электронами атомных оболочек, вызывая ионизацию атомов. Максимальная энергия, которая может быть передана в одном акте взаимодействия тяжелой частицей, движущейся со скоростью $v \ll c$, неподвижному электрону, равна $\Delta E_{\text{макс}} = 2m_e v^2$.

Проходя через вещество, заряженная частица совершает десятки тысяч соударений, постепенно теряя энергию. Тормозная способность вещества может быть охарактеризована величиной удельных потерь dE/dx . Удельные ионизационные потери представляют собой отношение энергии ΔE заряженной частицы, теряемой на ионизацию среды при прохождении отрезка Δx , к длине этого отрезка. Удельные потери энергии возрастают с уменьшением энергии частицы (рис. 1) и особенно резко перед ее остановкой в веществе (пик Брэгга).

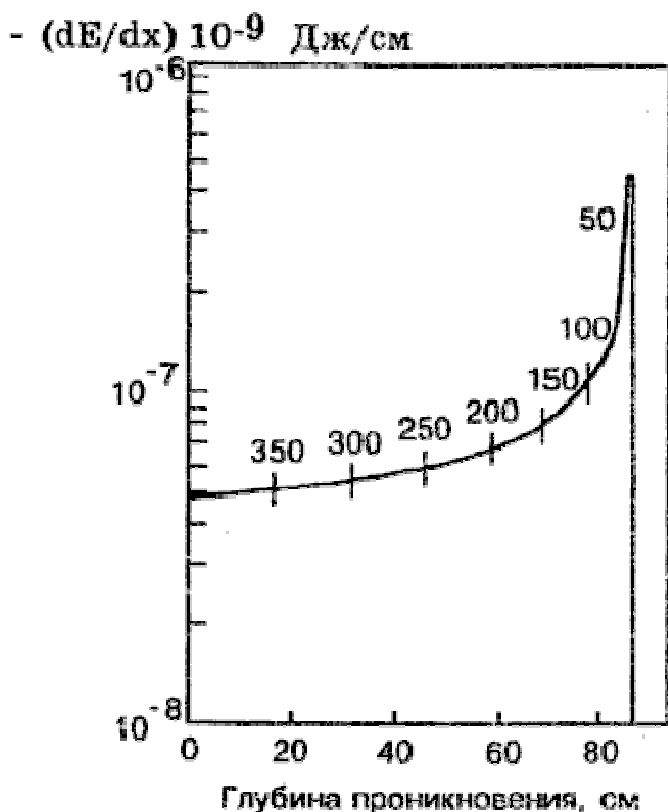


Рис. 2. Зависимость тормозной способности биологической ткани для протонов с начальной энергией 400 МэВ от глубины проникновения протонов в слой вещества. Численные значения над кривой - энергия протона (в МэВ) на различной глубине проникновения. В конце пробега - пик Брэгга.

Если пролетающая через вещество частица имеет энергию большую, чем энергия связи электрона в атоме, удельные ионизационные потери энергии для тяжелых заряженных частиц описываются формулой Бете - Блоха

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{\bar{I}} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right] \quad (1)$$

где

m_e - масса электрона ($m_e c^2 = 511$ кэВ - энергия покоя электрона);

c - скорость света; v - скорость частицы; $\beta = v/c$;

Z - заряд частицы в единицах заряда позитрона;

n - плотность электронов в веществе;

\bar{I} - средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица.

$\bar{I} = 13.5 \text{ эВ} \cdot Z'$, где Z' - заряд ядер вещества среды в единицах заряда позитрона;

Удельные потери энергии пропорциональны числу электронов вещества и квадрату заряда частицы теряющей энергию на ионизацию. Удельные потери энергии не зависят от массы m проходящей через вещество частицы (при условии $m \gg m_e$) но существенно зависят от скорости частицы. Например, мюоны гораздо тяжелее электронов, поэтому при той же энергии они теряют ее медленнее, чем электроны и проходят сквозь большие слои вещества без существенного замедления.

Для определенной среды и частицы с данным зарядом Z величина dE/dx является функцией только кинетической энергии: $dE/dx = \Phi(E)$. Проинтегрировав это выражение по всем значениям E от 0 до E_{\max} , можно получить полный пробег частицы, то есть полный путь R , который заряженная частица проходит до остановки и полной потери кинетической энергии:

$$R = \int_0^{E_{\max}} \frac{dE}{\Phi(E)} \quad (2)$$

Тяжелые заряженные частицы взаимодействуют в основном с атомными электронами и поэтому мало отклоняются от направления своего первоначального движения. Вследствие этого пробег тяжелой частицы R измеряют расстоянием по прямой от источника частиц до точки их остановки. Обычно пробег измеряется в единицах длины (м, см, мкм) или длины, умноженной на плотность ($\text{г}/\text{см}^2$). Пробеги протонов в алюминии приведены в табл. 1.

Таблица 1.

Пробеги протонов в алюминии.								
Энергия протонов, МэВ	1	3	5	10	20	40	100	1000

Пробег, см	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$7.8 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$6.2 \cdot 10^{-2}$	$2.7 \cdot 10^{-1}$	$7.0 \cdot 10^{-1}$	3.6	148
Пробег, мг/см ²	3.45	21	50	170	560	$1.9 \cdot 10^3$	$9.8 \cdot 10^3$	$400 \cdot 10^3$

Электроны

Прохождение электронов через вещество отличается от прохождения тяжелых заряженных частиц. Главная причина - малая масса электрона. Это приводит к относительно большому изменению импульса при каждом столкновении, что вызывает заметное изменение направления движения электрона и как результат - электромагнитное радиационное излучение электронов.

Ионизационные потери электронов преобладают в области относительно небольших энергий. С ростом энергии электрона E растут радиационные потери. Отношение K удельных радиационных и ионизационных потерь энергии зависят в основном от энергии электрона E и заряда ядер среды Z :

$$K = (dE/dx)_{\text{рад}} / (dE/dx)_{\text{иониз}} = ZE/600, \quad (3)$$

где E выражается в Мегаэлектронвольтах, Z - средний заряд ядер атомов среды.

Энергия электронов $E_{\text{крит}}$, при которой величина удельных радиационных потерь равна величине удельных ионизационных потерь - называется критической. Критические энергии для различных веществ приведены в табл.2.

Таблица 2.

Критические энергии электронов $E_{\text{крит}}$ для различных веществ.	
Вещество	Критическая энергия, $E_{\text{крит}}$ (МэВ)
H	340
C	103
Воздух	83
Al	47
Fe	24
Cu	21.5
Pb	6.9

Удельные потери электронов с кинетической энергией E складываются из суммы ионизационных и радиационных потерь:

Ионизационные потери с небольшими поправками описываются формулой аналогичной (1)

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{иониз}} = \frac{2\pi m_e^4}{m_e v^2} \left(\ln \frac{m_e c^2 E}{I^2} \frac{\beta^2}{2(1-\beta^2)} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right) \quad (4)$$

Радиационные потери при больших энергиях электронов можно описать с помощью следующего простого соотношения:

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} = E/L, \text{ или } E = E_0 e^{-x/L} \quad (5)$$

Величина L называется радиационной длиной. Радиационная длина - средняя толщина вещества, на которой энергия электрона уменьшается в e раз

$$1/L = 4(\hbar/mc)^2 nZ(Z+1)\alpha^3 \ln(183/Z^{1/3}) \quad (6)$$

Основные диаграммы Фейнмана для тормозного излучения показаны на рис. 3.

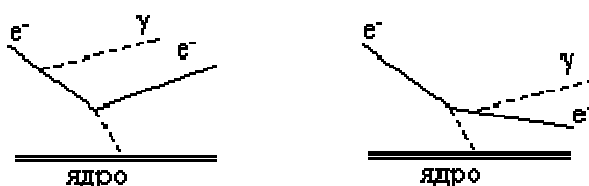


Рис. 3. Основные диаграммы Фейнмана для тормозного излучения

Масса электронов значительно меньше массы тяжелых частиц, что сказывается на характере их движения в веществе. При столкновении с атомными электронами и ядрами электроны значительно отклоняются от первоначального направления движения и двигаются по извилистой траектории. Для электронов вводится **эффективный пробег**, определяемый минимальной толщиной вещества, измеряемой в направлении исходной скорости пучка и соответствующей полному поглощению электронов.

Эффективные пробеги в ($\text{г}/\text{см}^2$) электронов с энергией E (МэВ) в алюминии можно оценить по формулам :

$$R(A1) = 0.4 E^{1.4}, \text{ при } E < 0.8 \text{ МэВ}, \quad (7)$$

$$R(A1) = 0.54 E - 0.133, \text{ при } E > 0.8 \text{ МэВ}.$$

Эффективный пробег электронов в веществе с зарядом Z и массовым числом A связан с эффективным пробегом в алюминии следующим образом:

$$R(A,Z) = R(A1) * (Z/A)_{Al} / (Z/A). \quad (8)$$

Эффективные пробеги электронов в различных веществах приведены в таблице 3.

Таблица 3.

Эффективные пробеги (в см) электронов в различных веществах в зависимости от их энергии.					
Вещество	Энергия электрона, МэВ				
	0.05	0.5	5	50	500
Воздух	4.1	160	$2 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^4$	$6.3 \cdot 10^4$

Вода	$4.7 \cdot 10^{-3}$	0.19	2.6	19	78
Алюминий	$2 \cdot 10^{-3}$	0.056	0.95	4.3	8.6

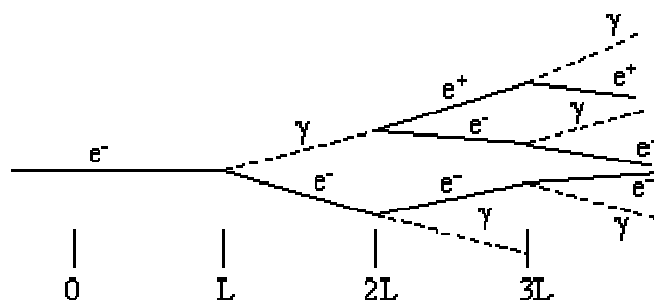


Рис. 4. Каскадный ливень

Свинец	$5 \cdot 10^{-4}$	0.02	0.30	1.25	2.5
--------	-------------------	------	------	------	-----

Электроны высоких энергий ($E > 100$ Мэв.) образуют в результате последовательных актов испускания γ -квантов (которые рожают затем электрон - позитронные пары) каскадные ливни (рис. 4).

Каскадный ливень может быть инициирован и γ -квантом высокой энергии. В зависимости от толщины слоя вещества число электронов в ливне вначале быстро возрастает. По мере развития каскада средняя энергия, приходящаяся на электрон, уменьшается. После того как она уменьшится настолько, что фотоны не смогут рождать электрон - позитронные пары, ливень прекращается. Число частиц в ливне для высокоэнергетичных электронов может достигать 10^6 .

Взаимодействие гамма-квантов с веществом

При прохождении через вещество гамма-кванты взаимодействуют с электронами и ядрами, в результате их интенсивность уменьшается. В области энергий до 10 Мэв наиболее существенными процессами являются фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар. При энергии гамма-квантов больше 10 Мэв превышает порог фотоядерных реакций и в результате взаимодействия фотонов с ядрами становятся возможны реакции типа (γ, p) , (γ, n) , (γ, α) . Сечения фотоядерных реакций в области энергий до 100 Мэв составляют 1% полного сечения взаимодействия гамма-квантов с атомом. Однако фотоядерные реакции необходимо учитывать в процессах преобразования фотонного излучения в веществе, так как вторичные заряженные частицы, такие как протоны и альфа-частицы, могут создавать высокую плотность ионизации.

При фотоэффекте фотон поглощается атомом и высвобождается электрон. Энергетические соотношения при этом выглядят следующим образом :

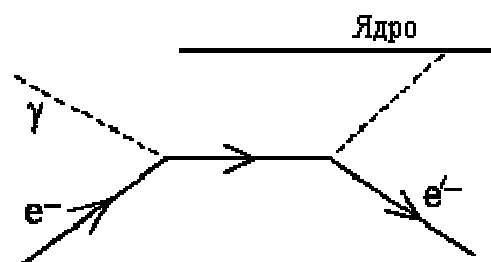


Рис. 5. Фотоэффект

$$E_{\gamma} = E_e + E_i, \quad (9)$$

где E_{γ} - энергия первичного фотона, E_i энергия связи электрона в атоме, E_e - кинетическая энергия вылетевшего электрона.

После вылета фотоэлектрона в атомной оболочке образуется вакансия. Переход менее связанных электронов на вакантные уровни сопровождается выделением энергии, которая может передаваться одному из электронов верхних оболочек атома, что приводит к его вылету из атома (эффект Оже).

В случае эффекта Комптона, часть энергии γ -кванта преобразуется в кинетическую энергию электронов отдачи, а часть энергии уносит рассеянный фотон.

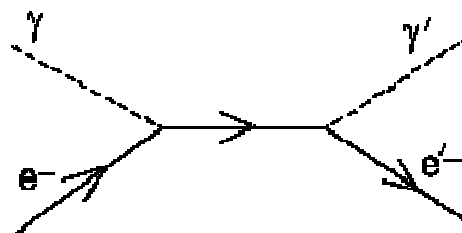


Рис.6. Эффект Комптона

Вероятность рассеяния γ -квантов в случае эффекта Комптона зависит от плотности атомных электронов $n_e \sim Z$. С увеличением энергии число рассеянных γ -квантов уменьшается.

В случае тяжелых ядер комптон-эффект начинает преобладать над фотоэффектом в области энергий

$E_{\gamma} > 2-3$ Мэв. Комптон-эффект слабее зависит от энергии E_{γ} по сравнению с фотоэффектом. Поэтому им можно пренебречь лишь в области энергий $E_{\gamma} > 10$ Мэв, где становится существенным эффект образования электрон-позитронных пар.

В случае образования электрон-позитронных пар баланс энергии имеет следующий вид :

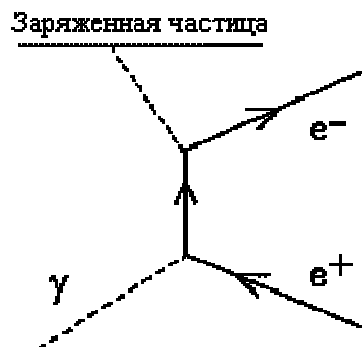


Рис.7. Эффект образования электрон-позитронных пар

$$E_{\gamma} = 2m_e c^2 + E_{e^-} + E_{e^+} \quad (10)$$

где E_{e^-} и E_{e^+} кинетические энергии электрона и позитрона.

В случае эффекта образования электрон-позитронных пар энергия первичного фотона преобразуется в кинетическую энергию электрона и позитрона и в энергию аннигиляции $2m_e c^2$.

В области энергий $E_{\gamma} > 10$ Мэв основную роль в ослаблении пучка γ -квантов играет эффект образования пар.

Таким образом, во всех трех процессах взаимодействия первичного фотона с веществом часть энергии преобразуется в кинетические энергии электронов и позитронов, а часть - в энергию вторичного фотонного излучения.

Ослабление интенсивности (I) падающего пучка фотонов в зависимости от толщины слоя вещества описывается соотношением:

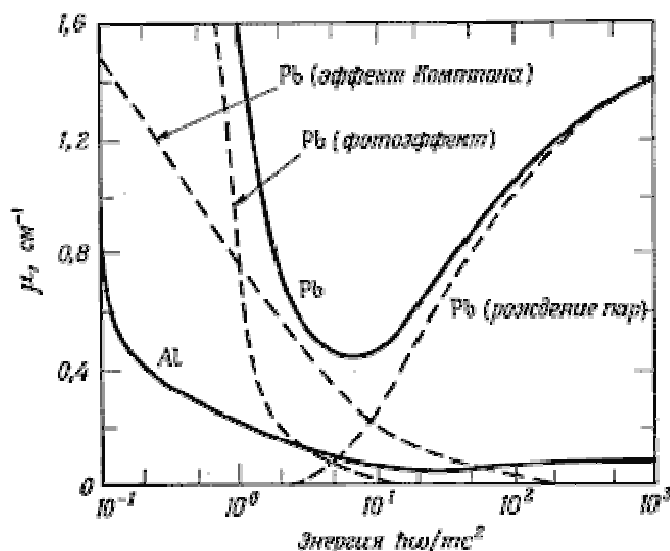


Рис. 8. Зависимость линейных коэффициентов ослабления γ -квантов от их энергии для свинца и алюминия.

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \quad (11)$$

где $\mu = \tau + \epsilon + \chi$ — линейный коэффициент ослабления в случае фотоэффекта, ϵ — линейный коэффициент ослабления для комптон эффекта, χ — линейный коэффициент ослабления в случае эффекта образования пар.

Число частиц, проходящих через слой вещества толщиной x , убывает экспоненциально, но с увеличением толщины слоя. В случае фотонов нельзя указать определённую длину пробега, но можно указать среднее расстояние, проходимое фотоном в веществе до взаимодействия. Это среднее расстояние называется средней длиной свободного пробега и согласно соотношению (8) равно $1/\mu$.

На рис.8 показана зависимость линейных коэффициентов ослабления γ -квантов от их энергии для свинца и алюминия.

Дейтрон. Свойства нуклон-нуклонного взаимодействия

Дейтрон - ядро, состоящее из одного протона и одного нейтрона. Изучая свойства этой простейшей ядерной системы (энергию связи дейтрона, спин, магнитный и квадрупольный моменты) можно подобрать потенциал, описывающий свойства нуклон-нуклонного взаимодействия.

Характеристики дейтрона	
Масса	1875.6 МэВ/c ²
Энергия связи	2.224 МэВ
Спин	1
Четность	+
Магнитный момент	0.85742 μ_N
Электрический квадрупольный момент	0.282 Фм ²

$$S = 1, L = 0, J = 1 \quad S = 1, L = 2, J = 1$$



Волновая функция дейтрона $\Psi(r)$ имеет вид

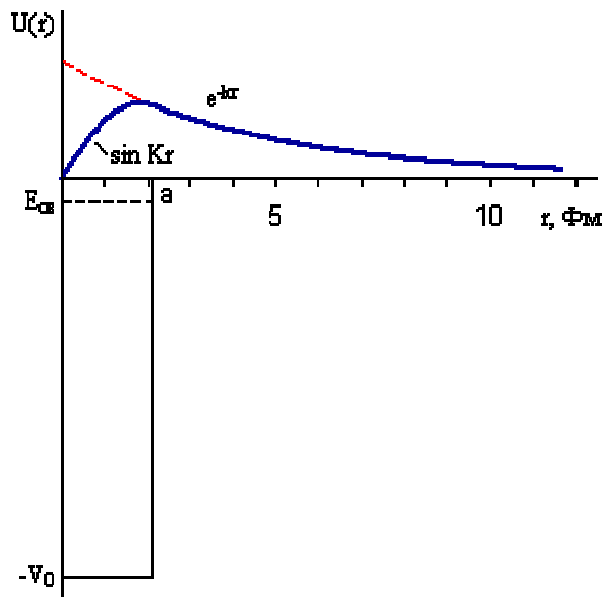
$$\Psi(r) = U(r)/r, \quad (1)$$

где

$$U(r) = \begin{cases} \sqrt{\frac{k}{2\pi}} \frac{e^{-kr}}{\sin Ka} \sin Kr & \text{для } r \leq a; \\ \sqrt{\frac{k}{2\pi}} e^{-kr} & \text{для } r > a. \end{cases} \quad (2)$$

$$k = (2\mu E_{CB})^{1/2}/\hbar, \quad (3)$$

$$K = [2\mu(V_0 - E_{CB})]^{1/2}/\hbar, \quad (4)$$



$a = 2.1$ Фм (ширина потенциальной ямы, μ -приведенная масса протона и нейтрона. Рис. 1. Волновая функция дейтрона. Радиус дейтрона $R_d = 1/k = 4.3$ Фм, т.е. нуклоны дейтрона имеют заметную вероятность находиться за пределами потенциальной ямы. Функция

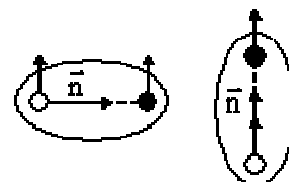
$$\psi(r) = \sqrt{\frac{k}{2\pi}} \frac{e^{-kr}}{r} \quad (5)$$

является хорошим приближением для всей области изменения r .

Так как спин и четность дейтрона 1^+ , нуклоны могут находиться в s-состоянии ($L = 0 + 0$), а их спины должны быть параллельны. Отсутствие у дейтрона связанного состояния со спином 0, говорит, что ядерные силы зависят от спина.

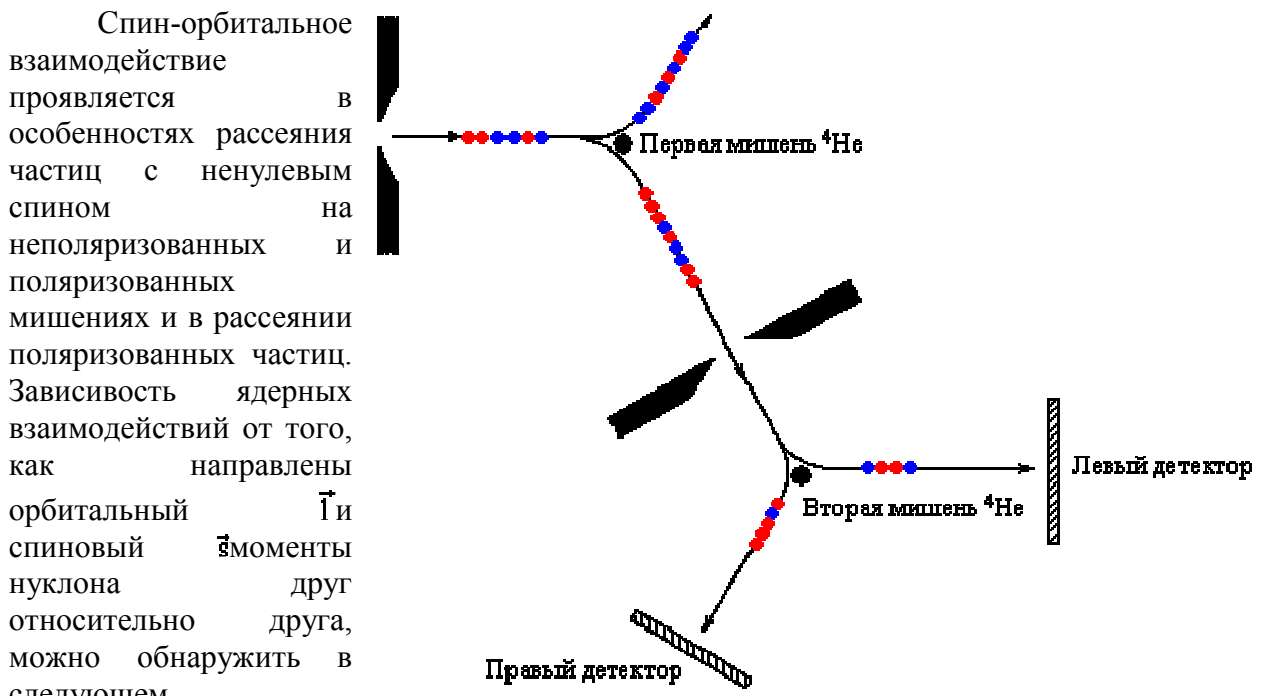
Магнитный момент дейтрона в S-состоянии (см. [Магнитный момент ядра](#)) $\mu(S) = 0.8796 \mu_N$, близок к экспериментальному значению. Различие можно объяснить небольшой примесью D-состояния ($L = 1 + 1$) в волновой функции дейтрона. Магнитный момент в D-состоянии $\mu(D) = 0.1204 \mu_N$. Примесь D-состояния составляет 0.03.

Наличие примеси D-состояния и квадрупольного момента у дейтрона свидетельствуют о нецентральной характере ядерных сил. Такие силы называются тензорными. Они зависят от величины проекций спинов s_1 и s_2 , нуклонов на направление единичного вектора \vec{n} , направленного от одного нуклона дейтрона к другому. Положительный квадрупольный момент дейтрона (вытянутый эллипсоид) соответствует притяжению нуклонов, сплюснутый эллипсоид - отталкиванию.



отталкивание притяжение
 $Q_0 < 0, \quad Q_0 > 0$

Рис. 2. Тензорные силы в дейтроне



Спин-орбитальное взаимодействие проявляется в особенностях рассеяния частиц с ненулевым спином на неполяризованных и поляризованных мишенях и в рассеянии поляризованных частиц. Зависимость ядерных взаимодействий от того, как направлены орбитальный \vec{l} и спиновый \vec{s} моменты нуклона друг относительно друга, можно обнаружить в следующем эксперименте.

Пучок неполяризованных протонов (спины с одинаковой вероятностью направлены условно говоря "вверх" (синие кружки на рис. 3) и "вниз" (красные кружки)) падает на мишень ${}^4\text{He}$. Спин ${}^4\text{He}$ $J = 0$. Так как ядерные силы зависят от относительной ориентации векторов орбитального момента \vec{l} и спина \vec{s} , при рассеянии происходит поляризация протонов, т.е. налево с большей вероятностью рассеиваются протоны со спином "вверх" (синие кружки), для которых $l\uparrow s$, а направо большей вероятностью рассеиваются протоны со спином "вниз" (красные кружки), для которых $l\downarrow s$. Количество протонов рассеянных направо и налево одинаково, однако при рассеянии на первой мишени происходит поляризация пучка - преобладание в пучке частиц с определенным направлением спина. Далее правый пучок в котором преобладают протоны со спином "вниз" падает на вторую мишень (${}^4\text{He}$). Также как и при первом рассеянии протоны со спином "вверх" преимущественно рассеиваются налево, а со спином "вниз" преимущественно рассеиваются направо. Но т.к. во вторичном пучке преобладают протоны со спином "вниз", при рассеянии на второй мишени будет наблюдаться угловая асимметрия рассеянных протонов относительно направления пучка, падающего на вторую мишень. Количество протонов, которые регистрируются левым детектором будет меньше количества протонов, регистрируемых правым детектором.

Обменный характер нуклон-нуклонного взаимодействия проявляется при рассеянии нейтронов высоких энергий (несколько сот МэВ) на протонах. Дифференциальное сечение рассеяния нейтронов имеет максимум при рассеянии назад в с.ц.м., что объясняется обменом заряда между протоном и нейтроном.

Свойства ядерных сил

1. Малый радиус действия ядерных сил ($a \approx 1$ Фм).
2. Большая величина ядерного потенциала $V \sim 50$ МэВ.
3. Зависимость ядерных сил от спинов взаимодействующих частиц.
4. Тензорный характер взаимодействия нуклонов.
5. Ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинового и орбитального моментов нуклона (спин-орбитальные силы).
6. Ядерное взаимодействие обладает свойством насыщения.
7. Зарядовая независимость ядерных сил.

8. Обменный характер ядерного взаимодействия.
9. Притяжение между нуклонами на больших расстояниях ($r > 1$ Фм) сменяется отталкиванием на малых ($r < 0.5$ Фм).

Нуклон-нуклонный потенциал имеет вид (без обменных членов)

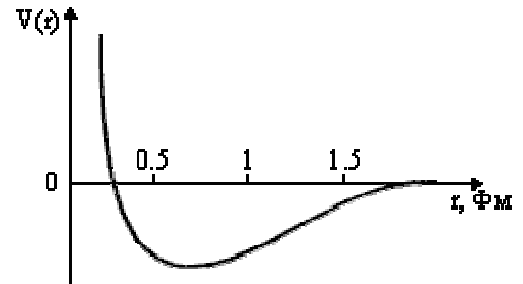


Рис. 4. Нуклон-нуклонный потенциал

$$V = V_1(r) + V_2(r)(\vec{s}_1 \vec{s}_2) + V_3(r)(\vec{s}_1 \vec{n})(\vec{s}_2 \vec{n}) + V_4(r)(\vec{l} \vec{s}). \quad (6)$$

Первое слагаемое описывает зависимость ядерного взаимодействия от расстояния между нуклонами Второе слагаемое описывает зависимость ядерного взаимодействия от спинов нуклонов Третье слагаемое описывает тензорный характер ядерных сил. Четвертое слагаемое описывает зависимость ядерных сил от взаимной ориентации спинового и орбитального моментов нуклона. Кроме того в полное выражение для нуклон-нуклонного потенциала необходимо добавить еще 4 аналогичных члена, учитывающих обмен протона и нейтрона.

На рис. 4 показан потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия в зависимости от расстояния между нуклонами. На малых расстояниях ($r < 0.3$ Фм) притяжение между нуклонами сменяется на отталкивание.

Коллективные возбуждения ядер

По мере удаления от заполненных оболочек минимум потенциальной энергии может соответствовать деформированному ядру. У несферического ядра изменяются одночастичные уровни, меняется частота колебаний, появляются вращательные степени свободы. На рис.1 показано аксиально-симметричное ядро. Оно может вращаться только вокруг оси перпендикулярной к оси симметрии.

Оператор \hat{L}_3 орбитального момента количества движения вдоль оси 3 имеет вид

$$\hat{L}_3 = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}.$$

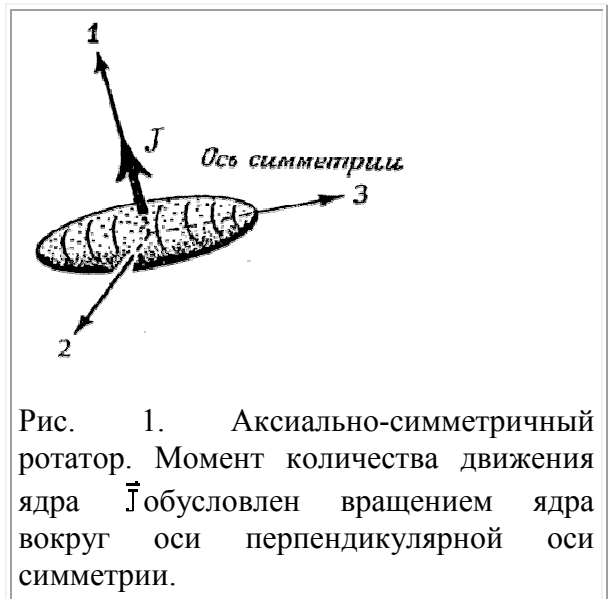


Рис. 1. Аксиально-симметричный ротатор. Момент количества движения ядра \vec{J} обусловлен вращением ядра вокруг оси перпендикулярной оси симметрии.

В силу аксиальной симметрии волновая функция ψ не должна зависеть от угла φ

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \varphi} = 0.$$

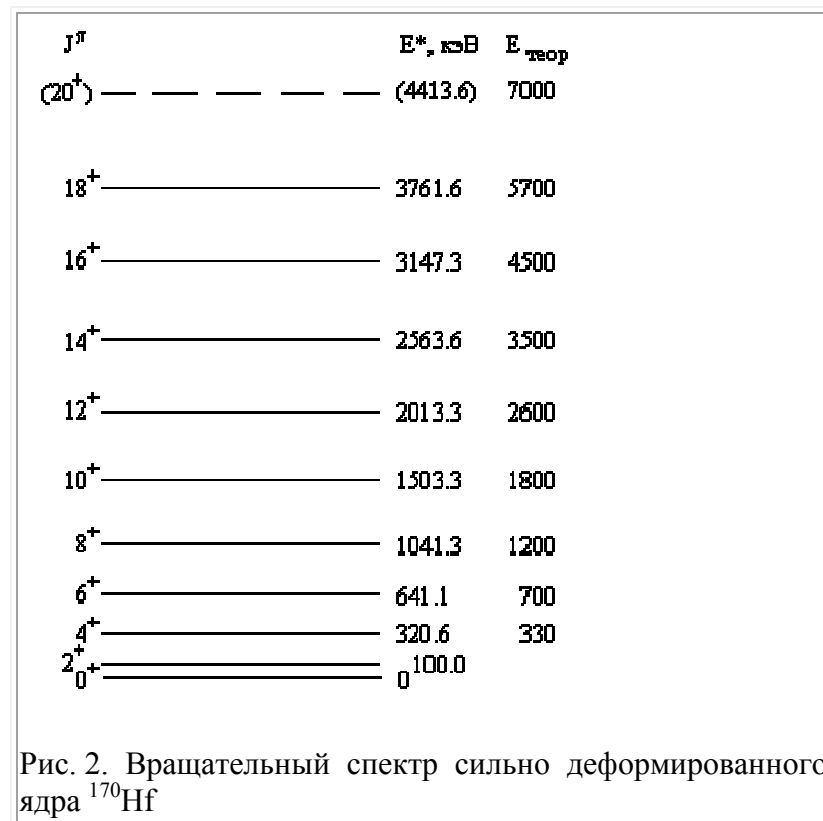
Поэтому для аксиально симметричного ядра $\hat{I}_3 = 0$ и вращение вокруг оси 3 не меняет квантового состояния системы.

Для ядер, имеющих в основном состоянии спин $J = 0$, возбужденные состояния имеют только четные значения спина $J = 0, 2, \dots$. Объясняется это тем, что сферические гармоники с нечетным J имеют отрицательную четность, т.е. волновая функция меняет знак при отражении относительно плоскости 1-2 и поэтому не может быть собственной функцией в случае аксиально-симметричного ядра.

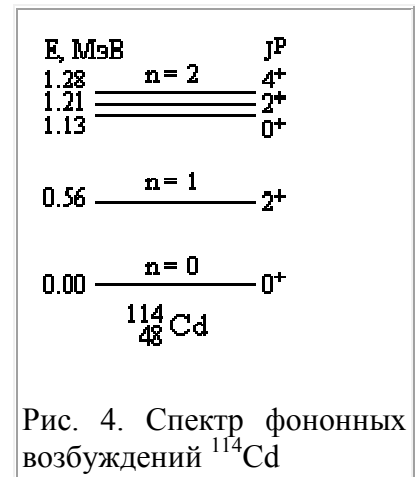
Энергия вращательных состояний четно-четных деформированных аксиально-симметричных ядер описывается соотношением

$$E = \hbar^2 J(J + 1)/(2\mathfrak{I}), \quad (1)$$

где \mathfrak{I} - момент инерции ядра относительно оси 1 или 2, J - спин ядра, пробегающий значения 0, 2, 4, На рис. 2 показан вращательный спектр сильно деформированного ядра ^{170}Hf .



У сферических ядер существуют колебательные возбуждения, приводящие к деформации поверхности ядра. Возможны монопольные ($J = 0$), квадрупольные ($J = 2$), октупольные ($J = 3$) и т.д. колебания (см. рис. 3). Дипольные колебания отсутствуют, т.к. они соответствуют просто перемещению ядра, при котором ядро не возбуждается.



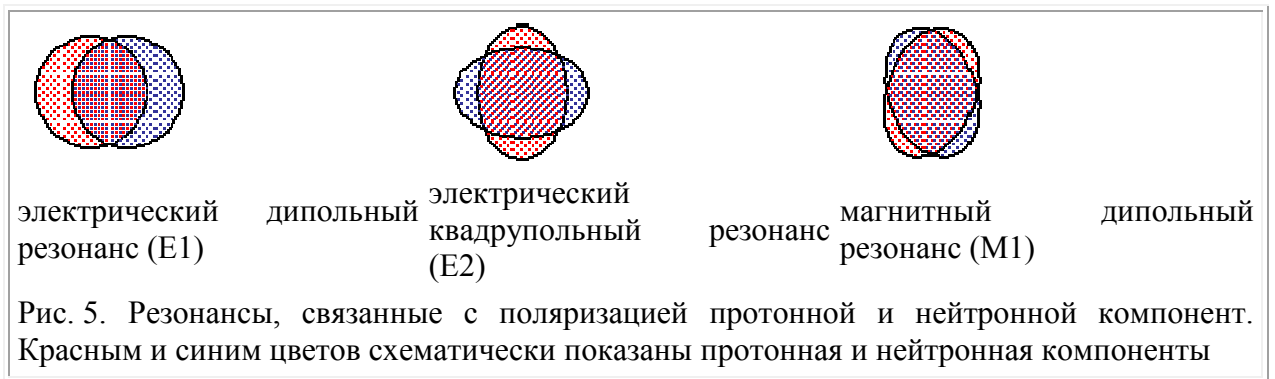
Если ядро способно совершать гармонические колебания какой-то одной мультипольности, например квадрупольные колебания, то их энергия определяется соотношением

$$E = n \hbar \omega,$$

где n - целое число (число квадрупольных фононов), $\hbar \omega$ - энергия одного фонона. Таким образом, для фононов одной мультипольности спектр возбуждений эквидистантен. Спин-четность квадрупольного фонона 2⁺. Двухфононные возбуждения должны иметь спины и четности 0⁺, 2⁺, и 4⁺. Спины 1 и 3, получающиеся векторным сложением спинов двух фононов, запрещены статистикой Бозе-Эйнштейна. На рис. 4 показан спектр фононных возбуждений четно-четного сферического ядра ¹¹⁴Cd.

При энергии возбуждения > 10 МэВ в ядрах появляются возбуждения, связанные с разделением протонной и нейтронной компонент - электрические дипольные E1 (гигантский дипольный резонанс), электрические квадрупольные E2, магнитные

дипольные (M1) (см рис. 5). Гигантский дипольный резонанс проявляется как широкий пик в сечении поглощения γ -квантов атомными ядрами.



Модель, которая позволила одновременно учесть как одночастичные так и коллективные степени свободы ядра - обобщенная модель была предложена в начале 50-х годов Д. Рейнуотером, О. Бором и Б. Моттelsonом. В этой модели предполагается сильная связь внешних по отношению к заполненным оболочкам нуклонов с остовом, что может приводить к устойчивой равновесной деформации ядра. Движение остова описывается в гидродинамической модели. Одночастичные состояния рассчитываются в деформированном потенциале.

Если четно-нечетное ядро представляет собой деформированный аксиально-симметричный бесспиновый остов плюс один валентный нуклон, то спектр возбужденных состояний такого ядра можно описать формулой, аналогичной (1)

$$E = \hbar^2 [J(J+1) - 2K^2] / (2\mathcal{I}) + E_{\text{одн}}, \quad (2)$$

где $E_{\text{одн}}$ - энергия одночастичного состояния. На рис. 7 показаны энергетические уровни ядра ^{249}Bk . В уровнях можно выделить три вращательные полосы, соответствующим различным значениям полного момента вдоль оси симметрии ($K = 7/2^+, 3/2^-, 5/2^+$).

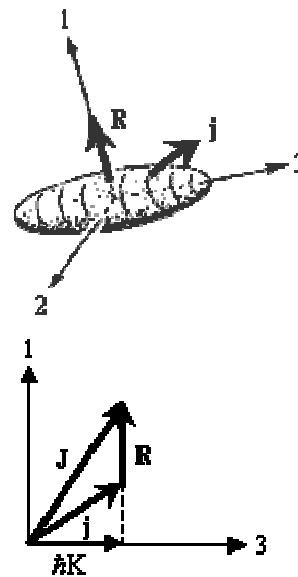
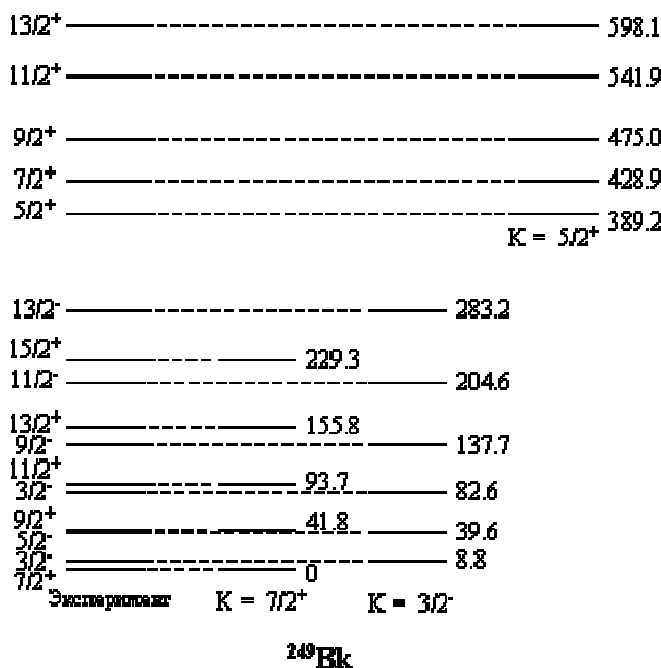


Рис. 6. Вращательные и одночастичные степени свободы. R - коллективный момент количества движения, j - одночастичный момент количества

Рис. 7. Энергетические уровни ^{249}Bk . Справа

выделены 3 вращательные полосы. Энергии движения валентного нуклона, J - уровней даны в кэВ

полный момент количества движения, \hbar
K - собственное значение полного момента J вдоль оси симметрии 3

Мезонная теория ядерных сил (модель Юкавы)

Согласно модели [Юкавы](#), механизм ядерного взаимодействия заключается в обмене виртуальным мезоном между нуклонами. За время ядерного взаимодействия Δt вблизи нуклона образуется виртуальный мезон с массой m. Используя соотношение неопределенности

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar, \quad (1)$$

можно оценить величину массы виртуального мезона

$$m = \Delta E/c^2 = \hbar/c^2 \Delta t. \quad (2)$$

За время взаимодействия виртуальный мезон отойдет от нуклона на расстояние

$$a = c\Delta t = c \hbar / \Delta E = \hbar / mc. \quad (3)$$

a - радиус ядерного взаимодействия.

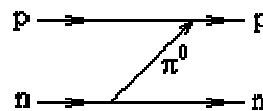
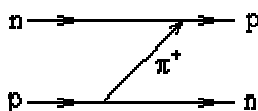
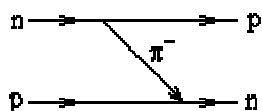
Время ядерного взаимодействия Δt и массу мезона m можно оценить, используя (3) и (2) - $\Delta t = a/c = 1.4 \cdot 10^{-13} / 3 \cdot 10^{10} \simeq 0.5 \cdot 10^{-23}$ с, $mc^2 = \hbar / \Delta t = 6.6 \cdot 10^{-22} / 0.5 \cdot 10^{-23} \simeq 130$ МэВ. Экспериментально измеренные массы π -мезонов близки к этой оценке.

Потенциал ядерного взаимодействия при $r > 1$ Фм (потенциал Юкавы) имеет вид

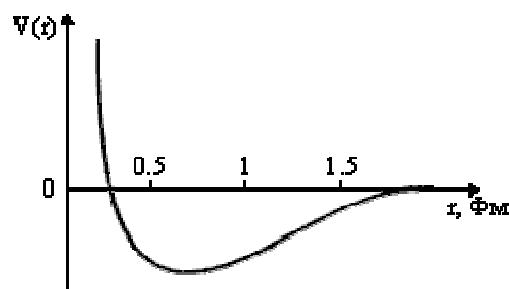
$$V(r) = -(g_{яд}/r) \exp(-r mc / \hbar), \quad (4)$$

где $g_{яд}$ - константа ядерного взаимодействия (аналог элементарного заряда e в электромагнитном взаимодействии). Константа ядерного взаимодействия (константа связи)

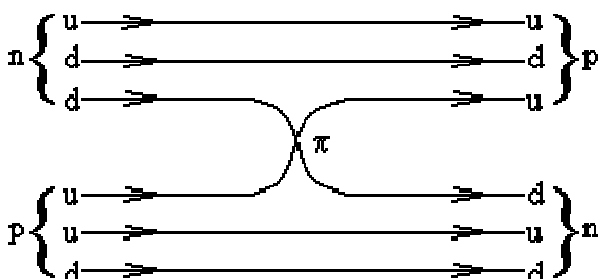
$$g_{яд}^2 / \hbar c \simeq 10.$$



За взаимодействие между нуклонами на малых расстояниях ответственны также и более тяжелые мезоны η (549 МэВ) ($a \sim 0.36$ Фм), ρ (770 МэВ) и ω (782 МэВ) ($a \sim 0.25$ Фм); ρ и ω мезоны определяют отталкивающий характер нуклон-нуклонного потенциала на малых расстояниях ($r < 0.3$ Фм). На кварковом уровне описание p-n взаимодействия с обменом π -мезоном показано на рисунке ниже.



Нуклон-нуклонный потенциал



p-n взаимодействие с обменом π -мезоном

Частица	Кварковый состав	Масса, Mc^2 (МэВ)	Время жизни (сек)	Спин-четность, изоспин $J^P(I)$	Основные моды распада
π^+, π^-	$u\bar{d}, d\bar{u}$	139.57	$2.6 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1)$	$\nu\mu^+, \bar{\nu}\mu^-$
π^0	$u\bar{u}-d\bar{d}$	134.98	$8.4 \cdot 10^{-17}$	$0^+(1)$	2γ

Модели атомных ядер

Степени свободы ядра можно разделить на одночастичные и коллективные. Соответственно ядерные модели делятся на одночастичные (модели независимых частиц), описывающие движение индивидуальных частиц, коллективные (модели с сильным взаимодействием), описывающие коррелированное движение большого числа частиц и обобщенные, в которых рассматривается как одночастичные, так и коллективные степени свободы.

Капельная модель. Формула Вайцзеккера для энергии связи ядер

В этой модели ядро рассматривается как сферическая капля несжимаемой заряженной ядерной жидкости радиуса $R = r_0 A^{1/3}$. С ее помощью удалось объяснить многие свойства ядра и, в первую очередь, получить полуэмпирическую формулу для энергии связи ядра. (см. 2 лекцию). Модель ядерных оболочек. Одночастичные состояния

В модели ядерных оболочек нуклоны рассматриваются как независимые частицы в самосогласованном потенциале, создаваемом всей совокупностью нуклонов в ядре. Уровни энергии нуклонов E_i определяются собственными значениями решений уравнения Шредингера

$$\hat{H}\Psi_i = E_i\Psi_i; \hat{H} = \hat{T} + \hat{V}, \quad (1)$$

где Ψ_i - волновая функция нуклона с энергией E_i , \hat{H} - оператор гамильтона, \hat{T} и \hat{V} - операторы кинетической и потенциальной энергии.

В простейших моделях сферических ядер потенциал $V(r)$ выбирают в виде потенциала трехмерного гармонического осциллятора, либо прямоугольной потенциальной ямы (рис.1).

Осцилляторный потенциал можно записать в виде

$$V_{\text{осц}}(r) = -V_0 + \frac{1}{2}\mu\omega^2 r^2, \quad (2)$$

где μ - приведенная масса нуклона, ω - осцилляторная частота ($\hbar\omega \approx 41A^{-1/3}$), $V_0 \approx 50$ МэВ. Для потенциала гармонического осциллятора спектр энергетических уровней эквидистантный и имеет следующий вид:

$$E_i = E_N = \hbar\omega(N + 3/2), \quad (3)$$

где $N = 2n + 1$ - осцилляторное главное квантовое число, n - радиальное квантовое число (число узлов функции, кроме нуля), l - орбитальное квантовое число.

Потенциал прямоугольной потенциальной ямы

$$V_{\text{пн}}(r) = \begin{cases} -V_0, & r \leq R \\ 0, & r > R \end{cases} \quad (4)$$

где R - радиус ядра.

Малый радиус действия нуклон-нуклонных сил говорит о том, что в более реалистичном случае форма потенциала $V(r)$ должна быть похожа на форму распределения плотности ядерного вещества $\rho(r)$. Это потенциал Вудса-Саксона

$$V_{\text{В-С}}(r) = -V_0/[1 + \exp(r - R/a)], \quad (5)$$

где V_0 - глубина потенциала, $R = r_0A^{1/3}$ - радиус ядра и a - параметр, характеризующий диффузность (размытие) края потенциала.

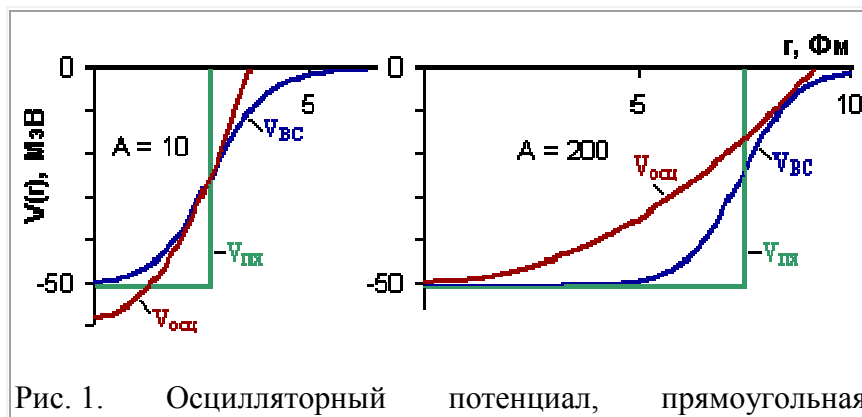


Рис. 1. Осцилляторный потенциал, прямоугольная

потенциальная яма и потенциал Вудса-Саксона. Видно, что в легких ядрах реалистический потенциал лучше воспроизводится осцилляторным, а в тяжелых - прямоугольной потенциальной ямой

Потенциал Вудса-Саксона представляет нечто среднее между осцилляторным потенциалом и потенциалом прямоугольной ямы. В потенциале Вудса-Саксона снимаются вырождения, свойственные гармоническому осциллятору. Однако реалистический потенциал (5), также как и осцилляторный потенциал, не в состоянии объяснить наблюдаемые в эксперименте магические числа нуклонов.

Решение проблемы было найдено [М. Гепперт-Майер и Дж. Йенсенем](#), которые добавили к центрально-симметричному потенциалу $V(r)$ спин-орбитальное взаимодействие.

$$V_{ls}(r) = f(r) \vec{l} \vec{s} \quad (6)$$

Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению уровня с данным значением l на два состояния

$$l + 1/2 \text{ и } l - 1/2.$$

При этом состояние с $l + 1/2$ смещается вниз по энергии, а состояние с $l - 1/2$ - вверх. Величина спин-орбитального расщепления уровней пропорциональна величине орбитального момента l . Поэто уровни с большими значениями орбитального момента $l > 3$ сильно смещаясь вниз по энергии оказываются среди уровней предыдущей оболочки, что позволяет правильно воспроизвести магические числа.

Для протонов в самосогласованный потенциал должен быть включен также кулоновский потенциал.

Состояния нуклонов характеризуются квантовыми числами, которые определяют физические величины, сохраняющиеся при движении в сферически-симметричном поле (см. рис. 2).

Обозначения состояний $1d_{5/2}$ означает, что радиальное квантовое число $n = 1$, орбитальный момент $l = 2$ (d-состояние), полный момент $j = l \pm s = 5/2$.

В оболочечной модели спин ядра складывается из суммы спинов и орбитальных моментов отдельных нуклонов. Принцип Паули и специфика ядерного взаимодействия приводят к тому, что все четно-четные ядра имеют полный момент (спин) равный 0. Четность ядерного состояния определяется произведением внутренних четностей нуклонов на четности волновых функций, описывающих движение нуклонов относительно общего центра инерции. Внутренняя четность нуклонов принята положительной. Четности ядерного состояния определяется соотношением

$$P = (-1)^{\sum l_i} \quad (7)$$

где l_i - орбитальный момент i -го нуклона.

Оболочечная модель во многих случаях хорошо воспроизводит экспериментальные значения спинов и четностей, электрических квадрупольных и магнитных моментов атомных ядер, средние времена жизни β -радиоактивных ядер, объясняет распределение ядер изомеров.



Рис. 2. Одночастичные уровни в оболочечном потенциале. Приведено схематическое изображение уровней в потенциале Вудса-Саксона: слева без учета спин-орбитального взаимодействия, справа - с учетом. Фигурные скобки объединяют уровни, входящие в одну осцилляторную оболочку. Черным цветом дано число вакантных мест для нуклонов одного сорта, в синем приведено полное число частиц, красным указаны магические числа

На рис. 3 показаны результаты расчетов нейтронных одночастичных состояний с потенциалом Вудса-Саксона, с небольшой зависимостью его глубины от нейтронного избытка. Радиус ядерного потенциала пропорционален $A^{1/3}$. Это приводит к тому, что с ростом A уменьшается расстояние между одночастичными состояниями. Кроме увеличения плотности одночастичных состояний с ростом A , видно, что меняется последовательность состояний.

Плотность одночастичных протонных состояний больше чем нейтронных, а их последовательность для оболочек выше четвертой иная, что обусловлено дополнительным вкладом кулоновского потенциала.

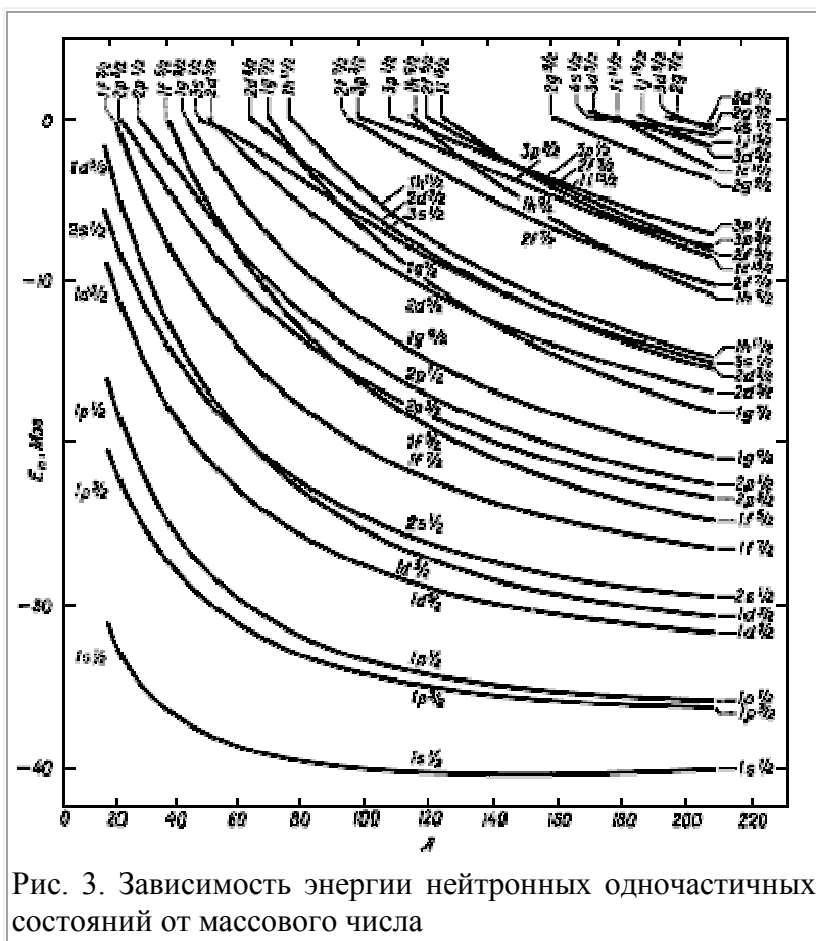


Рис. 3. Зависимость энергии нейтронных одночастичных состояний от массового числа

Основные положения одночастичной оболочечной модели

1. Суммарный момент основного состояния четно-четного ядра (N и Z - четные числа) равен 0.
2. Суммарный момент основных состояний ядер с нечетным A равен полному моменту j неспаренного нуклона. Правило хорошо выполняется для ядер, у которых сверх заполненного состояния есть еще один нуклон, либо для заполнения последнего состояния недостает одного нуклона. Недостающий нуклон называется дыркой и момент ядра определяется спином и четностью этого недостающего нуклона.
3. Суммарный момент нечетно-нечетных ядер, неспаренные нуклоны которого находятся в одинаковых состояниях, равен удвоенному полному моменту неспаренного нуклона.
4. Энергия уровня с данным n растет с ростом l .
5. Спин орбитальное взаимодействие для параллельных \vec{l} и \vec{s} больше, чем для антипараллельных.

Наилучшие предсказания оболочечная модель дает для ядер вблизи заполненных оболочек, для которых самосогласованный потенциал сферически-симметричный. Простейший вариант оболочечной модели - одночастичная оболочечная модель.

На рис. 4 показаны возбужденные состояния дважды магического ядра с одним валентным нуклоном ^{209}Pb . Большинство состояний (кроме $1/2^-$) описываются одночастичной оболочечной моделью.

Наряду со сферическими существуют деформированные ядра. Впервые расчеты одночастичных состояний с использованием деформированного аксиально-симметричного потенциала были выполнены в 1955 году

Деформированный потенциал Нильссона:



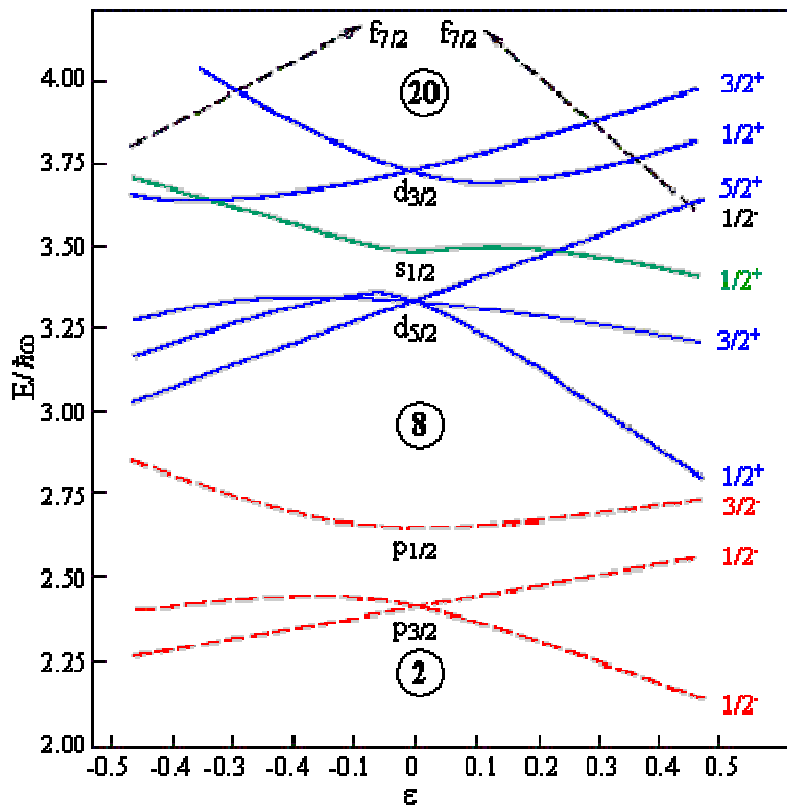
Рис. 4. Возбужденные уровни ^{209}Pb

С.Нильссоном

$$V_{\text{деф}} = m[\omega_1^2(x_1^2 + x_2^2) + \omega_3^2 x_3^2]/2 + C(\vec{l}\vec{s}) + D\vec{l}^2, \quad (8)$$

где x_1, x_2 и x_3 - координаты нуклона во внутренней системе координат.

Первый член в выражении (8) является потенциалом деформированного трехмерного гармонического осциллятора, частоты колебаний которого в направлении оси симметрии (ω_3) и в направлении перпендикулярном к ней (ω_1) не совпадают между собой. К нему добавляется обычный спин-орбитальный член и член, который учитывает реальную радиальную зависимость оболочечного потенциала, опуская вниз одночастичные уровни энергии с большим орбитальным моментом l ($D < 0$). Деформация ядра частично снимает вырождение по j . Однако, сохраняется вырождение по знаку проекции j_3 на ось симметрии ядра. Положения одночастичных уровней в потенциале Нильссона в зависимости от деформации ϵ показаны



на рис. 5.

Ядерный реактор

, устройство, в котором осуществляется управляемая [ядерная цепная реакция](#), сопровождающаяся выделением энергии. Первый Я. р. построен в декабре 1942 в США под руководством Э. [Ферми](#). В Европе первый Я. р. пущен в декабре 1946 в Москве под руководством И. В. [Курчатова](#). К 1978 в мире работало уже около тысячи Я. р. различных типов. Составными частями любого Я. р. являются: [активная зона с ядерным топливом](#), обычно окруженная отражателем нейтронов, [теплоноситель](#), система регулирования цепной реакции, радиационная защита, система дистанционного управления (*рис. 1*). Основной характеристикой Я. р. является его мощность. Мощность в 1 *Мвт* соответствует цепной реакции, в которой происходит $3 \cdot 10^{16}$ актов деления в 1 *сек*.

В активной зоне Я. р. находится ядерное топливо, протекает цепная реакция ядерного деления и выделяется энергия. Состояние Я. р. характеризуется эффективным коэффициентом $K_{эф}$ размножения нейтронов или реактивностью ρ :

$$\rho = (K_{эф} - 1) / K_{эф}. \quad (1)$$

Если $K_{эф} > 1$, то цепная реакция нарастает во времени, Я. р. находится в надкритическом состоянии и его реактивность $\rho > 0$; если $K_{эф} < 1$, то реакция затухает, реактор — подкритичен, $\rho < 0$; при $K_{эф} = 1$, $\rho = 0$ реактор находится в критическом состоянии, идёт стационарный процесс и число делений постоянно во времени. Для инициирования цепной реакции при пуске Я. р. в активную зону обычно вносят источник нейтронов (смесь Ra и Be, ^{252}Cf и др.), хотя это и не обязательно, т. к. спонтанное деление ядер урана и [космические лучи](#) дают достаточное число начальных нейтронов для развития цепной реакции при $K_{эф} > 1$.

В качестве делящегося вещества в большинстве Я. р. применяют ^{235}U . Если активная зона, кроме ядерного топлива (природный или обогащенный уран), содержит замедлитель нейтронов (графит, вода и другие вещества, содержащие лёгкие ядра, см. [Замедление нейтронов](#)), то основная часть делений происходит под действием [тепловых нейтронов](#) ([тепловой реактор](#)). В Я. р. на тепловых нейтронах может быть использован природный уран, не обогащенный ^{235}U (такими были первые Я. р.). Если замедлителя в активной зоне нет, то основная часть делений вызывается быстрыми нейтронами с энергией $\chi_n > 10$ *кэв* ([быстрый реактор](#)). Возможны также реакторы на промежуточных нейтронах с энергией 1—1000 *эв*.

По конструкции Я. р. делятся на [гетерогенные реакторы](#), в которых ядерное топливо распределено в активной зоне дискретно в виде блоков, между которыми находится замедлитель нейтронов (*рис. 2*), и [гомогенные реакторы](#), в которых ядерное топливо и замедлитель представляют однородную смесь (раствор или суспензия). Блоки с ядерным топливом в гетерогенном Я. р., называются [тепловыделяющими элементами](#) (ТВЭЛами), образуют правильную решётку; объём, приходящийся на один ТВЭЛ, называется ячейкой. По характеру использования Я. р. делятся на энергетические реакторы и [исследовательские реакторы](#). Часто один Я. р. выполняет несколько функций (см. [Двухцелевой реактор](#)).

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ минерального сырья (а. nuclear- physical analysis; н. kernphysikalische Analyse; ф. analyse nucléaire; и. análisis nucleofísico) — комплекс методов, основанных на использовании ядерных излучений для количественных определений широкого круга элементов в горных породах, рудах и продуктах их переработки.

По физической сущности ядерно-физический анализ разделяют на 4 группы. К 1-й группе относят методы, основанные на измерении собственно ядерного излучения атомов анализируемых элементов (все разновидности радиометрического анализа), 2-я группа — методы, основанные на измерении искусственного (наведённой) активности анализируемых элементов (см. Активационного анализа метод). 3-я группа — методы, основанные на регистрации излучений, обусловленных взаимодействием внешнего излучения с ядрами анализируемых элементов (см. Фотонно-нейтронный анализ); нейтронно-радиационный анализ; метод, использующий эффект Мёссбауэра (см. Мессбауэровская спектроскопия) и др. 4-я группа — методы, основанные на измерении излучений, обусловленных взаимодействием внешнего ядерного излучения (преимущественно от радионуклидных источников) с атомами анализируемых элементов (рентгенорадиометрический метод, методы анализа, использующие поглощение или рассеяние g-квантов анализируемой средой).

По условиям применения ядерно-физической анализ различают: методы, нуждающиеся для своей реализации в стационарном оборудовании (атомные реакторы; ускорители заряженных частиц), специально оснащённых помещениях, приспособленных в том числе и для проведения радиохимических исследований; методы с компактным аппаратным оформлением, рассчитанные на применение и в условиях полевой лаборатории. К 1-й группе методов относится реакторный нейтронный активационный анализ, Гамма-активационный анализ с использованием различных ускорителей и некоторые другие методы. Важные достоинства этих методов: высокая чувствительность, возможность одновременного определения многих элементов из одной ультрамалой навески пробы. Методы с применением радионуклидных источников излучений и компактной анализирующей аппаратуры включают рентгенорадиометрический метод анализа, фотоннейтронный и активационный методы с использованием радионуклидных источников, методы, основанные на рассеянии или поглощении различных видов ионизирующих излучений анализируемой средой, и др. Эти методы характеризуются высокой производительностью и большой экспрессностью, мобильностью и экономичностью анализирующей аппаратуры, простотой проведения анализа, возможностью выполнения анализов непосредственно на объектах геологоразведочных работ.

Недеструктивные методы ядерно-физического анализа, отличающиеся дистанционностью измерений, применяются и для ускоренной оценки элементного состава горных пород и руд в естественном залегании (без отбора проб), а также для контроля и управления процессами технологической переработки минерального сырья.

АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ

Теоретические основы активационного анализа. Активационный анализ относится к основным ядерно-физическим методам обнаружения и определения содержания элементов в различных природных и техногенных материалах и объектах окружающей среды. Метод базируется на фундаментальных понятиях и данных о

структуре атомных ядер, сечениях ядерных реакций, схемах и вероятностях распада радионуклидов, энергиях излучения, а также на современных способах разделения и предварительного концентрирования микроэлементов. Широкое распространение активационный анализ получил благодаря таким преимуществам перед другими методами, как низкие пределы обнаружения элементов (10^{-12} – 10^{-13} г), экспрессность и воспроизводимость анализа, возможность неразрушающего одновременного определения в пробе 20 и более элементов. Применение специальных химических методик и аппаратурных приемов позволяет определять фоновое содержание металлов в приземном слое атмосферы, следовые количества примесей в биологических объектах, особо чистых веществах и устанавливать химическую форму элементов в исследуемых пробах. Большое значение имеет возможность проведения анализа в диапазоне массы образцов от нескольких микрограммов (важно для труднодоступных образцов, например, метеоритов или лунного грунта) до нескольких сотен граммов. Следует отметить, что относительная погрешность определения содержания элементов в пробах активационным методом не выходит за пределы 10%, а воспроизводимость составляет 5–15% и может быть доведена до 0,1–0,5% при серийных анализах. В настоящее время имеется целый ряд разновидностей активационного анализа. Однако общим для всех этих методов является активация вещества нейтронами, гамма-квантами или заряженными частицами и последующая регистрация спектрального состава излучения возбужденных ядер или образовавшихся радиоактивных изотопов. Наиболее распространены первые два метода. Активационный анализ на заряженных частицах, в связи с их малым пробегом в веществе, используется главным образом для анализа тонких слоев и при изучении поверхностных эффектов.

Для осуществления активационного анализа исследуемый образец (проба) подвергается облучению потоком бомбардирующих частиц, например нейтронов в ядерном реакторе. При этом образуются как стабильные, так и радиоактивные нуклиды (радионуклиды), характеризующиеся различными временами жизни и энергиями распада. Радиоактивность облученного образца прямо пропорциональна количеству образовавшихся радионуклидов. Поэтому количество радионуклида удобно выражать его активностью A , т. е. числом распадов в единицу времени, т.к. эту величину можно измерить с помощью различных детекторов. Количество радиоактивных ядер и их радиоактивность связаны соотношением (1.6).

В результате распада количество радиоактивных ядер в образце непрерывно уменьшается и, следовательно, изменяется и активность. Скорость распада описывается дифференциальным уравнением (1.1), решение которого имеет вид (1.2). Из (1.6) нетрудно получить уравнение для вычисления активности радионуклида:

$$A_t = A_0 \exp(-0.693t / T_{1/2}) \quad (1.64)(1)$$

Зная активность радионуклида A , содержащегося в образце на данный момент времени, можно рассчитать количество радиоактивных ядер и их массу (см. также Таблицу 1.1):

$$m = \frac{AT_{1/2}M}{0.693 \cdot 6.023 \cdot 10^{23}}, \quad (1.65)(2)$$

где m — масса радиоактивных ядер (г), M — массовое число радиоизотопа.

Скорость накопления радионуклида во время облучения исследуемой пробы можно описать дифференциальным уравнением:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma\Phi N_x - \lambda N \quad (1.66)(3)$$

где $\sigma\Phi N_x$ — скорость образования радиоактивных ядер в пробе, λN — скорость их распада, Φ — плотность потока бомбардирующих частиц ($\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$), σ — сечение реакции (см^2), N_x — количество стабильного изотопа анализируемого элемента в облучаемой пробе.

Интегрируя уравнение (3), получим выражение для вычисления активности радионуклида, накопившегося в пробе за время облучения,

$$A = \lambda N = \sigma\Phi N_x [1 - \exp(-\lambda t_{\text{обл}})] = \sigma\Phi N_x [1 - \exp(-0.693 t_{\text{обл}} / T_{1/2})] \quad (1.67)(4)$$

где N — количество накопившихся радиоактивных ядер; $t_{\text{обл}}$ — время облучения.

Если время облучения намного больше периода полураспада $t_{\text{обл}} \gg (8-10)T_{1/2}$, то экспоненциальное слагаемое в (4) пренебрежимо мал по сравнению с единицей, и тогда

$$A_{\infty} = \sigma\Phi N_x \quad (1.68)(5)$$

Активность A_{∞} называется активностью насыщения или равновесной активностью.

Обычно после облучения какое-то время затрачивается на транспортировку пробы к установке детектирования, или проба специально выдерживается для распада мешающих анализу, более короткоживущих продуктов ядерных реакций. В результате распада активность определяемых радионуклидов тоже уменьшается в соответствии с выражением (1):

$$A_{\text{выд}} = \sigma\Phi N_x [1 - \exp(-\lambda t_{\text{обл}})] \exp(-\lambda t_{\text{выд}}) \quad (1.69)(6)$$

где $A_{\text{выд}}$ — активность определяемого нуклида после выдержки; $t_{\text{выд}}$ — время между концом облучения и началом измерения активности.

Вывод уравнения (4) сделан без учета уменьшения количества («выгорания») исследуемых стабильных ядер N_x в пробе при облучении, поскольку «выгорание» незначительно и заметно только для изотопов с большим сечением взаимодействия и при длительном облучении. Было также предположено, что плотность потока активирующих частиц во время облучения не меняется.

Ежегодно в мире проводится более сотни тысяч активационных анализов. В качестве примера можно упомянуть нейтронно-активационный анализ волос Исаака Ньютона, который был проведен в английском ядерном центре в Олдермастоне. Для исследования на присутствие золота и ртути облучение нейтронами продолжалось 5 дней, а на мышьяк, сурьму и серебро - до 14 дней. Оказалось, что содержание металлов с высокой токсичностью значительно превышало нормальный уровень, так количество ртути в волосах Ньютона в 40 раз превосходило норму. Полученные данные подтверждают предположение о том, что Ньютон в течение длительного времени болел вследствие ртутного отравления.

Инструментальный и радиохимический анализ. Облучение исследуемых проб приводит к образованию смеси радионуклидов различных химических элементов, входящих в пробу. Идентификацию отдельных радионуклидов осуществляют либо по их ядерно-физическим свойствам (энергия и вид испускаемых частиц, период полураспада), применяя для этих целей счетчики гамма-квантов и β -частиц и гамма-спектрометры, либо измеряя активность радионуклида в течение какого-то времени для установления его

периода полураспада. Данные об интенсивности отдельных видов излучения, принадлежность которых установлена, используют для расчета содержания элементов в исследуемой пробе. На Рис.1 показан пример определения элементного состава образца по спектрам гамма-излучения ядер примеси.

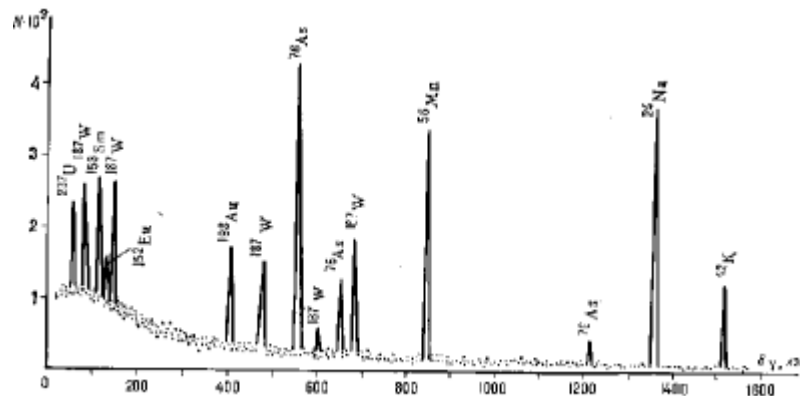


Рис.1

Определение элементного состава образца по спектрам гамма-излучения.

Количество зарегистрированных в процессе анализа импульсов с учетом уменьшения активности во время измерения выражается следующим соотношением:

$$\Delta A = \sigma \Phi m_x \cdot 6.023 \cdot 10^{23} Y \nu \varepsilon [1 - \exp(-\lambda t_{\text{обл}})] [1 - \exp(-\lambda t_{\text{изм}})] \frac{\exp(-\lambda t_{\text{изм}})}{M \lambda}, \quad (1.70)(7)$$

где m_x — масса определяемого элемента в пробе, Y — относительная распространенность изотопа, ν — квантовый выход излучения, ε — эффективность регистрации излучения данного вида, $t_{\text{изм}}$ — время измерения.

Если период полураспада радионуклида достаточно велик, т.е. $T_{1/2} \gg t_{\text{обл}}, t_{\text{изм}}, t_{\text{изм}}$ то выражение (7) принимает вид:

$$\Delta A = \sigma \Phi m_x \cdot 6.023 \cdot 10^{23} Y \nu \varepsilon \frac{t_{\text{изм}}}{M T_{1/2}} \ln 2. \quad (1.71)(8)$$

Используя выражения (7) или (8), по измеренным значениям ΔA вычисляют содержание исследуемого элемента m_x в пробе. Заметим, что из последнего уравнения (8) следует, что с увеличением периода полураспада уменьшается число полезных зарегистрированных сигналов. Следовательно, экспрессность анализа будет выше при анализе проб по короткоживущим радионуклидам.

Приведенный метод определения содержания элемента по активности накопившегося радионуклида без привлечения эталона называется абсолютным методом. Однако в этом случае необходимо знать плотность потока и энергию бомбардирующих частиц. Например, при облучении проб реакторными нейтронами требуются данные о плотности потока и энергетическом спектре нейтронов, а также информация о величинах резонансных интегралов для облучаемых нуклидов, поскольку одни нуклиды (например, ^{23}Na , ^{45}Sc , ^{58}Fe , ^{139}La) преимущественно активируются тепловыми нейтронами, а другие (^{75}As , ^{87}Br , $^{121,123}\text{Sb}$, ^{181}Ta , ^{197}Au , $^{113,115}\text{In}$) и тепловыми, и резонансными нейтронами. Важным требованием в абсолютном методе является соблюдение постоянства потока активирующего излучения во времени. Необходимо также обеспечить измерение абсолютной активности накопившегося радионуклида с достаточной точностью.

Указанные выше трудности отсутствуют в относительном методе, при котором одновременно с анализируемой пробой облучается эталон с точно известным количеством определяемого элемента. Наведенные активности эталона и пробы измеряют в одинаковых условиях, а содержание определяемого элемента вычисляют из соотношения $m_x = m_0 A_x / A_0$, где m_x и m_0 — масса элемента в пробе и эталоне; A_x и A_0 — активность пробы и эталона, соответственно.

Такое исследование без разрушения образцов называют *инструментальным активационным анализом*. Если же при облучении пробы получается сложная смесь радионуклидов и ее невозможно расшифровать из-за совпадения или наложения близких по энергии гамма-квантов, то облученную пробу растворяют, проводят радиохимически чистое выделение отдельных элементов или группы элементов и затем по измеренной активности радионуклидов рассчитывают содержание элементов. Такой вариант называется *активационным анализом с радиохимическим разделением*.

Наряду с известными методами активационного анализа, к настоящему времени разработан ряд новых вариантов, в которых сочетаются техника активационного анализа и метод изотопного разбавления. Например, в безэталонном варианте с использованием субстехиометрии облученный образец растворяют, разделяют на две равные части m_{x1} и m_{x2} . Далее к части m_{x1} добавляют известное количество стабильного носителя m_0 и затем из обеих частей $m_{x1} + m_0$ и m_{x2} выделяют одинаковые, субстехиометрические (меньшие стехиометрических) количества определяемого элемента δm , измеряют радиоактивность этих аликвот и вычисляют неизвестное содержание определяемого элемента:

$$A_{x1} = \frac{0.5A\delta m}{m_{x1} + m_0}, \quad A_{x2} = \frac{0.5A\delta m}{m_{x2}}$$

Так как $m_x = m_{x1} + m_{x2}$ и $m_{x1} = m_{x2}$, то

$$m_x = \frac{2m_0 A_{x1}}{A_{x2} - A_{x1}}$$

где A — активность радионуклида в пробе; A_{x1} и A_{x2} — активность аликвот, взятых из первой и второй половин раствора пробы соответственно; m_x — неизвестная масса определяемого элемента в пробе. В этом методе использовано уменьшение удельной активности первой половины раствора из-за добавки стабильного носителя m_0 .

Важным параметром любого метода анализа является *предел обнаружения*, определяемый как наименьшая концентрация, при которой исчезает аналитический сигнал. Однако, для однозначной идентификации и тем более для количественного определения этот сигнал и, следовательно, концентрация должны иметь значительно (примерно на порядок) большую величину. Поэтому для оценки аналитических методов введена такая характеристика, как *предел определения* — минимальная концентрация, измеряемая с заданной погрешностью. Минимальная концентрация в активационном анализе зависит от минимальной активности, которая может быть измерена с заданной погрешностью. Подставив величину этой минимальной активности в уравнение (1.70), можно рассчитать минимальное количество вещества, доступное для определения при заданных условиях. Из соотношения (7) следует, что минимальная определяемая концентрация элемента в пробе будет тем ниже, чем больше сечение реакции и относительная распространенность активизируемого изотопа и меньше период полураспада образующегося при облучении радионуклида.

Принято считать, что при количественном анализе радиоактивности необходимо регистрировать измерительным устройством не менее 18 имп/мин над фоном. Тогда при эффективности детектора 0,05 можно наблюдать минимальную активность $A_{мин}$,

соответствующую 6 Бк. Если активация продолжается до получения активности насыщения, а время выдержки и измерения достаточно малы, то минимальное количество определяемого элемента в одном грамме анализируемой пробы, в соответствии с выражением (7), будет следующим:

$$m_{\text{мин}} = \frac{A_{\text{мин}} M}{\sigma \Phi \nu \cdot 6 \cdot 10^{23}} = 10^{-23} \frac{M}{\sigma \Phi \nu},$$

где $m_{\text{мин}}$ — минимальная масса определяемого элемента в одном грамме пробы, $A_{\text{мин}} = 6$ Бк — минимальная наведенная активность определяемого элемента, поддающаяся измерению.

Нейтронно-активационный анализ. Ядра атомов большинства элементов легко поглощают нейтроны, особенно если скорость последних не очень велика. Это свойство атомных ядер и лежит в основе нейтронно-активационного анализа. В результате поглощения нейтронов ядрами чаще всего испускаются мгновенные гамма-лучи, поэтому такую ядерную реакцию называют радиационным захватом нейтронов и обозначают через (n, γ) . Радиационный захват нейтронов приводит, как правило, к образованию радиоактивных ядер. Иначе говоря, увеличение числа нейтронов в ядре на единицу делает его нестабильным. Так при поглощении нейтронов ядрами золота ^{197}Au в реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ возникает радиоактивный изотоп золота ^{198}Au с периодом полураспада 2.7 дня.

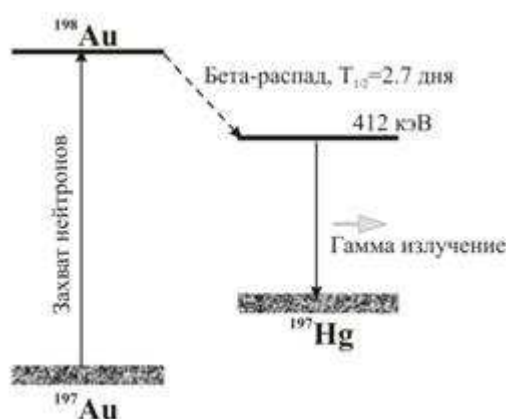


Рис. 2

При поглощении нейтронов ядрами золота ^{197}Au в реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ возникает радиоактивный изотоп золота ^{198}Au с периодом полураспада 2.7 дня.

Количество данного радиоактивного изотопа, образующегося в веществе при облучении нейтронами, прямо пропорционально количеству его стабильного предшественника и, следовательно, служит мерой содержания элемента в анализируемом объеме. Например, чем выше концентрация примесного золота, тем больше возникает радиоактивных ядер ^{198}Au .

Активация нейтронами ведет преимущественно к появлению бета-активных ядер. В результате бета-распада дочернее ядро может оказаться не только в основном, но и в возбужденном состоянии. На Рис.2 показана схема распада радиоактивного золота: изотоп ^{198}Au , испуская бета-частицы, превращается в стабильный изотоп ртути, ядра которого в большинстве случаев возбуждены до энергии 412 кэВ. Снятие возбуждения

сопровождается излучением фотонов с энергией 412 кэВ. Очевидно, что чем больше содержание золота, тем выше активность изотопа ^{198}Au и тем интенсивнее будет гамма излучение с указанной энергией.

Важно, что каждый сорт радиоактивных ядер характеризуется собственной энергией гамма-излучения, сопутствующего бета-распаду. Это обеспечивает возможность избирательного определения одного или нескольких элементов. Обычно регистрируют гамма-лучи объектов, активированных нейтронами, в широком диапазоне энергий, вследствие чего получаемый гамма-спектр содержит информацию о концентрации целого ряда химических элементов.

Рассмотрим еще один пример применения метода для анализа содержания магния. Изотопом магния, который служит для анализа, является ^{26}Mg (содержание в естественной смеси 11.01%). Получающийся в результате реакции $^{26}\text{Mg}(n,\gamma)^{27}\text{Mg}$ бета-радиоактивный изотоп ^{27}Mg имеет период полураспада 9.458 минут. Он распадается на возбужденные состояния ^{27}Al , которые сбрасывают энергию возбуждения эмиссией гамма-квантов (Рис.3). Гамма-кванты, которые служат для идентификации и количественного анализа имеют энергии $E_1 = 1.0144$ МэВ и $E_2 = 0.8438$ МэВ. Приблизительно 71% всех бета-распадов сопровождается испусканием гамма-квантов с энергией E_1 и ~28% с энергией E_2 .

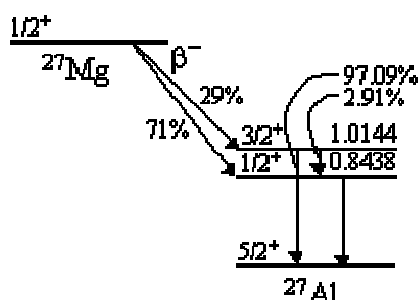


Рис.3

Получающийся в результате реакции $^{26}\text{Mg}(n,\gamma)^{27}\text{Mg}$ бета - радиоактивный изотоп ^{27}Mg имеет период полураспада 9.458 минут.

Чувствительность нейтронно-активационного анализа непосредственно связана с величиной потока нейтронов, облучающих исследуемый объект (см. формулы (4) – (6)). В современном нейтронно-активационном анализе используются очень интенсивные потоки нейтронов, плотность которых достигает 10^{14} нейтронов на квадратный сантиметр в секунду. Это гарантирует высокую чувствительность метода: содержания многих элементов могут быть измерены с точностью до 10^{-9} грамм.

Высокая чувствительность позволяет анализировать с помощью нейтронов крайне малые образцы. Так, при изучении мономинеральных фракций лунных пород использовались образцы массой в несколько микрограмм. В то же время нейтронно-активационный анализ может проводиться без разрушения образца, что особенно ценно при исследовании уникальных объектов.

По сравнению с другими аналитическими методами в нейтронно-активационном анализе намного меньшее влияние так называемого «матричного эффекта». Это означает, что на определение примесных элементов практически не сказываются микроэлементы, составляющие основу вещества. Иными словами, нейтронно-активационному методу доступно измерение содержания микроэлементов в самых разнообразных материалах.

Источники нейтронов. В качестве источника нейтронов используются: радиоизотопные (ампульные) источники, ядерные реакторы и нейтронные генераторы.

В радиоизотопных источниках используются нейтроны спонтанного деления (^{252}Cf) или реакции типа (α, n) и (γ, n) . Один миллиграмм ^{252}Cf испускает $2.28 \cdot 10^9$ нейтронов в секунду с энергией 1.5 МэВ. Нейтронный источник, использующий реакции (α, n) , должен содержать альфа-источник и легкий изотоп (Li, Be, B) на котором происходит реакция (α, n) . Использование легких изотопов связана с тем, что энергия альфа-частиц должна быть больше высоты кулоновского барьера. В противном случае сечение реакции будет сильно подавлено. Например, в Pu/Be источнике используется смесь металлического порошка бериллия с небольшим количеством α -излучателя - полония. Нейтроны образуются в реакции $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$. В этом источнике получаются нейтроны, обладающие практически сплошным спектром энергий от 0 до 13 МэВ.

Источником нейтронов, основанным на фотоядерной реакции, является смесь радия и бериллия. В этом случае источник нейтронов представляет собой систему из двух запаянных ампул. Внутри ампулы с порошком бериллия помещается ампула с солями радия таким образом, что на бериллий действует только гамма-излучение, проходящее через стенки внутренней ампулы. Нейтроны образуются в реакции $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$. Такой источник испускает монохроматические нейтроны с энергией 110 кэВ. Интенсивность радиоизотопных источников 10^6 - 10^8 нейтронов/с, а предел обнаружения элементов $\sim 10^{-4}$ - $10^{-6}\%$.

Ядерные реакторы являются мощными источниками нейтронов. Спектр нейтронов очень широк. В нем выделяют 3 компонента - тепловые, эпитепловые (резонансные) и быстрые нейтроны (Рис.4).

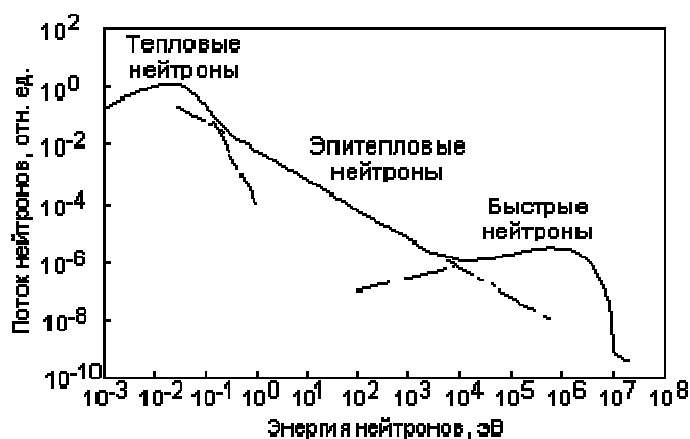


Рис. 4

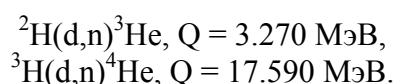
Типичный спектр нейтронов реактора

Тепловые нейтроны это нейтроны с энергией < 0.5 эВ. Они находятся в тепловом равновесии с атомами материала реактора. При комнатной температуре они имеют энергетическое распределение Максвелла-Больцмана со средней энергией 0.025 эВ и наиболее вероятной скоростью 2200 м/с. При облучении образцов как правило 90-95% нейтронного потока составляют тепловые нейтроны. Реактор мощностью 1 МВт

обеспечивает нейтронный поток $\sim 10^{13}$ (см⁻²с⁻¹). Предел обнаружения большинства элементов при использовании таких потоков составляет 10^{-5} - $10^{-10}\%$.

Эпитермальные нейтроны имеют энергии в диапазоне от 0.5 эВ до ~ 0.5 МэВ. Их доля в реакторе $\sim 2\%$. Кадмиевая пластинка толщиной 1 мм поглощает все тепловые нейтроны, но пропускает эпитепловые и быстрые нейтроны. Как тепловые, так и эпитепловые нейтроны вызывают в мишени реакции (n,γ). Доля быстрых нейтронов (> 0.5 МэВ) в реакторе составляет $\sim 5\%$. Они вызывают реакции (n,p), (n,n') и (n,2n) и практически не вызывают реакции (n,γ).

Нейтронные генераторы - это ускорители, в которых нейтроны образуются в результате ядерных реакций на соответствующих мишенях. Чаще всего используются реакции



В результате этих реакций получаются нейтроны с энергиями ~ 2.5 МэВ и ~ 14.1 МэВ. Так как сечения этих реакций достаточно велики при небольших энергиях дейтронов, можно обойтись небольшими ускорителями. Максимум сечения реакции ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ достигается при энергии Td $\cong 120$ кэВ. Обычно используются каскадные генераторы. Типичный выход нейтронов у нейтронных генераторов $\sim 10^{10}$ с⁻¹. Использование быстрых нейтронов позволяет проводить анализ легких элементов (C, N, O), которые плохо активируются тепловыми нейтронами.

Гамма-активационный анализ. Гамма-активационный анализ основан на ядерных реакциях, при которых жесткие фотоны возбуждают реакции с выходом нейтронов и протонов. Среди большого числа методов элементного анализа гамма-активационный анализ выделяется большой селективностью и чувствительностью. *Фотоядерные реакции* позволяют активировать практически все элементы периодической системы с пределом обнаружения до $10^{-7}\%$. Для гамма-активационного анализа используется тормозное излучение высокой интенсивности (10^{15} – 10^{15} квант/с), которое получают на электронных ускорителях. В качестве источника фотонов в настоящее время используется тормозное излучение электронов с энергиями 10—30 МэВ. Важной характеристикой источника фотонов, определяющей эффективность гамма-активационного анализа, является спектральная яркость излучения. Гамма-активационный анализ в частности позволяет эффективно анализировать такие элементы, как Ca, Ni, Ti, Tl и Pb. Преимуществом гамма-активационного анализа перед нейтронно-активационным анализом является также то, что гамма-кванты могут глубже проникать в образец, следовательно, анализу могут подвергаться образцы больших размеров.

Классификация Я. р. По назначению и мощности Я. р. делятся на несколько групп: 1) экспериментальный реактор (критическая сборка), предназначенный для изучения различных физических величин, значение которых необходимо для проектирования и эксплуатации Я. р.; мощность таких Я. р. не превышает несколько *квт'*, 2) исследовательские реакторы, в которых потоки нейтронов и g-квантов, генерируемые в активной зоне, используются для исследований в области ядерной физики, физики

твёрдого тела, радиационной химии, биологии, для испытания материалов, предназначенных для работы в интенсивных нейтронных потоках (в т. ч. деталей Я. р.), для производства изотопов. Мощность исследовательского Я. р. не превосходит 100 *Мвт*; выделяющаяся энергия, как правило, не используется. К исследовательским Я. р. относится *импульсный реактор*; 3) изотопные Я. р., в которых потоки нейтронов используются для получения изотопов, в том числе Pu и ^3H для военных целей (см. [Ядерное оружие](#)); 4) энергетические Я. р., в которых энергия, выделяющаяся при делении ядер, используется для выработки электроэнергии, теплофикации, опреснения морской воды, в силовых установках на кораблях и т. д. Мощность (тепловая) современного энергетического Я. р. достигает 3—5 *Гвт* (см. [Ядерная энергетика](#). [Атомная электростанция](#)).

Я. р. могут различаться также по виду ядерного топлива (естественный уран, слабо обогащенный, чистый делящийся изотоп), по его химическому составу (металлический U, UO_2 , UC и т. д.), по виду теплоносителя (H_2O , газ, D_2O , органические жидкости, расплавленный металл), по роду замедлителя (C, H_2O , D_2O , Be, BeO, гидриды металлов, без замедлителя). Наиболее распространены гетерогенные Я. р. на тепловых нейтронах с замедлителями — H_2O , C, D_2O и теплоносителями — H_2O , газ, D_2O . В ближайшие десятилетия будут интенсивно развиваться быстрые реакторы. В них "сжигается" ^{238}U , что позволяет лучше использовать ядерное топливо (в десятки раз) по сравнению с тепловыми Я. р. Это существенно увеличивает ресурсы ядерной энергетики.