

Министерство образования и науки Российской Федерации
федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
**«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

Институт Физико-технический
Направление подготовки Физика
Кафедра Общей физики

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

Тема работы
Изучение изобарных конфигураций в основном состоянии ядер и эффективная поляризация изобары

УДК _____

Студент

Группа	ФИО	Подпись	Дата
0Б21	Банин Роман Олегович		

Руководитель

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
ведущий научный сотрудник	Главанаков И. В.	д.ф-м. наук		

КОНСУЛЬТАНТЫ:

По разделу «Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение»

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
доцент	Сечина А.А.	к-т хим. наук		

По разделу «Социальная ответственность»

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
профессор	Федорчук Ю.М.	д-р тех. наук		

ДОПУСТИТЬ К ЗАЩИТЕ:

Зав. кафедрой	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
общей физики	Лидер А.М.	к.ф.-м.н.		

Планируемые результаты обучения
По основной образовательной программе высшего
профессионального образования, направление подготовки Физика,
квалификация - бакалавр

Код результата	Результат обучения (компетенции выпускника)	Требования ФГОС, критериев и/или заинтересованных сторон
<i>Общекультурные (универсальные) компетенции</i>		
P1	Способен самостоятельно приобретать новые знания, использовать современные образовательные и информационные технологии, совершенствовать и развивать свой профессиональный уровень, поддерживать здоровый образ жизни	Требования ФГОС (ОК-1, ОК-2, ОК-7, ОК-8, ОК-11, ОК-19) [2], Критерий 5 АИОР (п. 1.1, 2.6), согласованный с требованиями международных стандартов <i>EUR-ACE</i> и <i>FEANI</i>
P2	Способен к поиску, обработке и интерпретации с использованием современных информационных технологий данных, необходимых для формирования суждений по соответствующим социальным, научным и этическим проблемам, как в коллективе, так и индивидуально (на родном и иностранном языке)	Требования ФГОС (ОК-3, ОК-4, ОК-8, ОК-14, ОК-15, ПК-10, ПК-12, ПК-13,), Критерий 5 АИОР (пп. 2.1, 2.2, 2.3), согласованный с требованиями международных стандартов <i>EUR-ACE</i> и <i>FEANI</i>
P3	Способен критически переосмысливать свой накопленный социальный и профессиональный опыт, изменять при необходимости профиль своей профессиональной деятельности, следовать этическим и правовым нормам и нести ответственность за последствия своей инженерной деятельности	Требования ФГОС (ОК-5, ОК-6, ОК-7, ОК-9, ОК-10, ПК-5, ПК-18), Критерий 5 АИОР (пп. 2.4, 2.5), согласованный с требованиями международных стандартов <i>EUR-ACE</i> и <i>FEANI</i>
<i>Профессиональные компетенции</i>		
P4	Способен к овладению и применению базовых знаний в области естественных наук и математики для решения профессиональных задач, к усвоению основных педагогических моделей, форм и приемов педагогического воздействия на личность;	Требования ФГОС (ОК-1, ОК-9, ОК-10, ОК-11, ПК-1, ПК-2, ПК-10), Критерий 5 АИОР (п. 1.1), согласованный с требованиями международных стандартов <i>EUR-ACE</i> и <i>FEANI</i>
P5	Способен применить в проектах по тематике, заданной заинтересованными организациями, экспериментальные методы исследования конденсированного состояния вещества, методы анализа поверхности твердых тел и тонких пленок	Требования ФГОС (ОК-12, ПК-3, ПК-4, ПК-6, ПК-14) , Критерий 5 АИОР (п. 1.1, 1.4, 2.2, 2.6), согласованный с требованиями международных стандартов <i>EUR-ACE</i> и <i>FEANI</i>
P6	Способен применить в проектах по тематике, заданной заинтересованными организациями, современную электронику в электрофизических и плазменных установках, а также учесть взаимодействие излучения и плазмы с веществом, современные достижения водородной энергетики и плазменных технологий	Требования ФГОС (ОК-10, ОК-11, ПК-1, ПК-2), Критерий 5 АИОР (п. 1.1), согласованный с требованиями международных стандартов <i>EUR-ACE</i> и <i>FEANI</i>
P7	Способен применить в проектах по тематике, заданной заинтересованными организациями, базовые естественнонаучные и математические знания при получении и исследовании наноматериалов	Требования ФГОС (ОК-12, ПК-3, ПК-4, ПК-6, ПК-14) , Критерий 5 АИОР (п. 1.1, 1.4, 2.2, 2.6), согласованный с требованиями международных стандартов <i>EUR-ACE</i> и <i>FEANI</i>
P8	Способен понимать сущность и значение	Требования ФГОС

	информации в развитии современного информационного общества, к применению на практике полученных знаний при обработке, анализе и синтезе полученных физических данных в соответствии с профилем профессиональной деятельности	(ОК-12, ОК-16, ОК-21.ПК-1, ПК-2, , ПК-5, ПК-6, ПК-7), Критерий 5 АИОР (п. 1.1), согласованный с требованиями международных стандартов <i>EUR-ACE</i> и <i>FEANI</i>
P9	Способен понимать и использовать на практике теоретические основы планирования и организации физических исследований, представлять результаты и применять на практике методы управления в сфере природопользования	Требования ФГОС (ОК-12, ПК-3, ПК-4, ПК-6, ПК-7, ПК-8, ПК-9, ПК-14) , Критерий 5 АИОР (п. 1.1, 1.4, 2.2, 2.6), согласованный с требованиями международных стандартов <i>EUR-ACE</i> и <i>FEANI</i>
P10	Способен формировать суждения о значении и последствиях своей профессиональной деятельности с учетом социальных, правовых, этических и природоохранных аспектов, при необходимости применить ресурсо- и энергосберегающие технологии	Требования ФГОС (ОК-10, ОК-11, ПК-1, ПК-2, ПК-7, ПК-9), Критерий 5 АИОР (п. 1.1), согласованный с требованиями международных стандартов <i>EUR-ACE</i> и <i>FEANI</i>

Министерство образования и науки Российской Федерации
федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
**«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

Институт Физико-технический
Направление подготовки (специальность) Физика
Кафедра Общей физики

УТВЕРЖДАЮ:
Зав. кафедрой

(Подпись) (Дата) (Ф.И.О.)

Лидер А.М.
(Ф.И.О.)

ЗАДАНИЕ
на выполнение выпускной квалификационной работы

В форме:

Бакалаврской работы

(бакалаврской работы, дипломного проекта/работы, магистерской диссертации)

Студенту:

Группа	ФИО
ОБ21	Банин Роман Олегович

Тема работы:

Изучение изобарных конфигураций в основном состоянии ядер и эффективная поляризация изобары

Утверждена приказом директора (дата, номер)

Срок сдачи студентом выполненной работы:

ТЕХНИЧЕСКОЕ ЗАДАНИЕ:

Исходные данные к работе

(наименование объекта исследования или проектирования; производительность или нагрузка; режим работы (непрерывный, периодический, циклический и т. д.); вид сырья или материал изделия; требования к продукту, изделию или процессу; особые требования к особенностям функционирования (эксплуатации) объекта или изделия в плане безопасности эксплуатации, влияния на окружающую среду, энергозатратам; экономический анализ и т. д.).

– Поляризационная матрица плотности;

Перечень подлежащих исследованию, проектированию и разработке вопросов

(аналитический обзор по литературным источникам с целью выяснения достижений мировой науки техники в рассматриваемой области; постановка задачи исследования, проектирования, конструирования; содержание процедуры исследования, проектирования, конструирования; обсуждение результатов выполненной работы; наименование дополнительных разделов, подлежащих разработке; заключение по работе).

- проведение литературного обзора;
- решение системы кинематических уравнений;
- определение поляризационных моментов;
- математическое моделирование;
- проверка Математического моделирования;
- анализ полученных результатов;
- дополнительные разделы:
«Финансовый менеджмент,
ресурсоэффективность и
ресурсосбережение», «Социальная
ответственность».

Консультанты по разделам выпускной квалификационной работы (с указанием разделов)	
Раздел	Консультант
Литературный обзор	Главанakov И. В. в.н.с. каф. ПФ ФТИ ТПУ
Математическое моделирование	Главанakov И. В. в.н.с. каф. ПФ ФТИ ТПУ
Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение	Сечина А.А. доцент каф. МЕН ИСГТ ТПУ
Социальная ответственность	Федорчук Ю.М. профессор каф. ЭБЖ ИНК ТПУ
Названия разделов, которые должны быть написаны на русском и иностранном языках:	
Глава 1 Литературный обзор	

Дата выдачи задания на выполнение выпускной квалификационной работы по линейному графику	1.03.14
--	---------

Задание выдал руководитель:

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
ведущий научный сотрудник	Главанakov И. В			

Задание принял к исполнению студент:

Группа	ФИО	Подпись	Дата
0Б21	Банин Роман Олегович		

ЗАДАНИЕ ДЛЯ РАЗДЕЛА «ФИНАНСОВЫЙ МЕНЕДЖМЕНТ, РЕСУРСОЭФФЕКТИВНОСТЬ И РЕСУРСОСБЕРЕЖЕНИЕ»

Студенту:

Группа	ФИО
0Б21	Банин Роман Олегович

Институт	ФТИ	Кафедра	Общая физика
Уровень образования	бакалавр	Направление/специальность	011200

Исходные данные к разделу «Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение»:

1. Стоимость ресурсов научного исследования (НИ): материально-технических, энергетических, финансовых, информационных и человеческих	Определение стоимости ресурсов научного исследования (НИ): материально-технических, энергетических, финансовых информационных и человеческих
2. Нормы и нормативы расходования ресурсов	Ознакомление и отбор норм и нормативов расходования ресурсов
3. Используемая система налогообложения, ставки налогов, отчислений, дисконтирования и кредитования	Ознакомление с системой налогообложения, со ставками налогов, отчислений, дисконтирования и кредитования

Перечень вопросов, подлежащих исследованию, проектированию и разработке:

1. Оценка коммерческого потенциала, перспективности и альтернатив проведения НИ с позиции ресурсоэффективности и ресурсосбережения	Оценка коммерческого и инновационного потенциала НИ
2. Планирование и формирование бюджета научных исследований	Планирование процесса управления НИ: структура и график проведения, бюджет
3. Определение ресурсной (ресурсосберегающей), финансовой, бюджетной, социальной и экономической эффективности исследования	Определение ресурсной, финансовой, экономической составляющей

Перечень графического материала (с точным указанием обязательных чертежей):

1. Оценка конкурентоспособности технических решений;
2. Альтернативы проведения НИ;
3. График проведения и бюджет НИ;
4. Оценка ресурсной, финансовой и экономической эффективности НИ.

Дата выдачи задания для раздела по линейному

Задание выдал консультант:

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Доцент	Сечина Ася Александровна	Кандидат химических наук		

Задание принял к исполнению студент:

Группа	ФИО	Подпись	Дата
0Б21	Банин Роман Олегович		

ЗАДАНИЕ ДЛЯ РАЗДЕЛА «СОЦИАЛЬНАЯ ОТВЕТСТВЕННОСТЬ»

Студенту:

Группа	ФИО
0Б21	Банин Роман Олегович

Институт	Физико-технический	Кафедра	Общая физика
Уровень образования	Бакалавриат	Направление/ специальность	Физика

ЗАДАНИЕ

Исходные данные к разделу «Социальная ответственность»:	<p>1. Описание рабочего места (рабочей зоны, технологического процесса, механического оборудования) на предмет возникновения:</p> <ul style="list-style-type: none"> – вредных проявлений факторов производственной среды (производственный шум, микроклимат, освещенность) – опасных проявлений факторов производственной среды (электрической, пожарной природы)
Перечень вопросов, подлежащих исследованию, проектированию и разработке	<ul style="list-style-type: none"> · Анализ выявленных вредных факторов проектируемой производственной среды в следующей последовательности: <ul style="list-style-type: none"> – физико-химическая природа вредности, её связь с разрабатываемой темой; – действие фактора на организм человека; – приведение допустимых норм с необходимой размерностью (со ссылкой на соответствующий нормативно-технический документ); – предлагаемые средства защиты (сначала коллективной защиты, затем – индивидуальные защитные средства) · Анализ выявленных опасных факторов проектируемой произведённой среды в следующей последовательности <ul style="list-style-type: none"> – механические опасности (источники, средства защиты; – термические опасности (источники, средства защиты); – электробезопасность – пожаробезопасность (причины, профилактические мероприятия, первичные средства пожаротушения) · Охрана окружающей среды: <ul style="list-style-type: none"> – анализ воздействия объекта на атмосферу (выбросы); – анализ воздействия объекта на гидросферу (сбросы); – анализ воздействия объекта на литосферу (отходы); · Защита в чрезвычайных ситуациях: <ul style="list-style-type: none"> – перечень возможных ЧС на объекте; – выбор наиболее типичной ЧС;

	<ul style="list-style-type: none"> – разработка превентивных мер по предупреждению ЧС; – разработка мер по повышению устойчивости объекта к данной ЧС; – разработка действий в результате возникшей ЧС и мер по ликвидации её последствий <p>Правовые и организационные вопросы обеспечения безопасности:</p> <ul style="list-style-type: none"> – специальные (характерные для проектируемой рабочей зоны) – правовые нормы трудового законодательства; – организационные мероприятия при компоновке рабочей зоны
--	--

Дата выдачи задания для раздела по линейному графику

Задание выдал консультант:

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Профессор кафедры ЭБЖ	Федорчук Юрий Митрофанович	доктор технических наук		

Задание принял к исполнению студент:

Группа	ФИО	Подпись	Дата
0Б21	Банин Роман Олегович		

Министерство образования и науки Российской Федерации
федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
**«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

Институт Физико-технический

Направление подготовки (специальность) Физика

Уровень образования бакалавриат

Кафедра Общей физики

Период выполнения _____ (осенний / весенний семестр 2015/2016 учебного года)

Форма представления работы:

Бакалаврская работа

(бакалаврская работа, дипломный проект/работа, магистерская диссертация)

**КАЛЕНДАРНЫЙ РЕЙТИНГ-ПЛАН
выполнения выпускной квалификационной работы**

Срок сдачи студентом выполненной работы:

11.06.15

Дата контроля	Название раздела (модуля)/ вид работы (исследования)	Максимальный балл раздела (модуля)
15.05.2015 г.	Обзор литературы	20
20.05.2015 г.	Объект и методы исследования	25
23.05.2015 г.	Расчет и аналитика	25
15.05.2015 г.	Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение	15
12.05.2015 г.	Социальная ответственность	15

Составил преподаватель:

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Ассистент КОФ	Лаптев Р.С.			

СОГЛАСОВАНО:

Зав. кафедрой	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Общей физики	Лидер А.М.	к.ф.-м.н.		

РЕФЕРАТ

Выпускная квалификационная работа 78с., 14 рис.

Ключевые слова: фото образование пионов, изобарные конфигурации в основном состоянии ядра.

Объектом исследования являются эффективная поляризация виртуальной дельта изобары в ядре.

Цель работы –проявление эффективной поляризации в процессе $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+ p)^{15}\text{C}$.

В результате работы были получены проявления эффективной поляризации изобары Δ^{++} , образованной в ядре при виртуальном переходе $pp \rightarrow \Delta^{++} n$, в реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+ p)^{15}\text{C}$.

Область применения: результаты позволяют объяснить фото образование пионных пар.

Оглавление

Введение.....	14
1 Дельта резонанс	16
1.1 Фоторождение π -мезонов	16
Приравнивая оба выражения для S , находим	17
1.2 Дельта резонанс $\Delta(1232)$	18
Рисунок 1.2.1 – Диаграмма межнуклонного взаимодействия.....	19
1.3 Возбуждения Δ -изобары в ядре с помощью фотонов.....	19
1.4 Возбуждения Δ -изобары в ядре с помощью пионов (π^+ и π^-) ...	20
1.5 Полное сечение фотопоглощения при $10 < E_\gamma < 2 \cdot 10^5$ МэВ	20
Рисунок 1.5.1 – Сечение фотопоглощения.....	21
1.6 Квазисвободное фотообразование пионов на атомных ядрах...	23
1.7 Изобарные конфигурации в основном состоянии атомного ядра	27
2 Математические методы описывающие модель	32
2.1 Законы сохранения в распадах и столкновениях	32
2.2 Распады на две частицы	33
2.2.1 Распад в покое	33
2.2.2 Распад на лету	36
2.3 Интеграл состояний (фазовый объем)	39
2.4 Поляризационная матрица плотности	43
2.5 Поляризационные операторы.....	44
2.6 Оператор спинового момента	46

3	47
3.1 Решение систему кинематических уравнений	47
3.2 Получение аналитического выражение для дифференциального распределения фазового объема.....	49
3.3 График зависимости фазового распределения реакции $\gamma + A \rightarrow$ $B + p + \pi$ + от кинетической энергии протона T_p	50
3.4 Определение поляризационных моментов	52
3.5 Графики и вывод	54
3.6 Заключение	58
4ФИНАНСОВЫЙ	МЕНЕДЖМЕНТ,
4.1РЕСУРСОЭФФЕКТИВНОСТЬ И РЕСУРСОСБЕРЕЖЕНИЕ	59
4.1 SWOT – анализ	Ошибка! Закладка не определена.
4.2 Планирование научно-исследовательских работ	59
4.2.1 Структура работ в рамках исследования.....	59
4.2.2 Определение трудоемкости выполнения работ	61
4.2.3 Разработка графика проведения научного исследования	62
4.3 Бюджет научно-технического исследования (НТИ)	64
4.3.1 Расчет материальных затрат НТИ.....	64
4.3.3Дополнительная заработная плата научно- производственного персонала	67
4.3.4 Отчисления на социальные нужды.....	67
5 СОЦИАЛЬНАЯ ОТВЕТСТВЕННОСТЬ.....	68
5.1 Техногенная безопасность	68
5.1.1 Освещенность	68
5.1.2Шум.....	69
5.1.3 Микроклимат	71

5.1.4 Повышенный уровень воздействия электромагнитного излучения, умственное перенапряжение и монотонность труда	72
5.2 Электробезопасность.....	73
5.3 Факторы пожарной и взрывной природы	75
5.4 Профилактические меры при природных и техногенных ЧС	75
5.5 Правовые и организационные вопросы обеспечения безопасности.....	77

Введение

Один из методов изучения взаимодействия адронов с нуклонами состоит в исследовании поведения адронов в ядерной среде. Этот метод изучения практически единственный в отношении коротко живущих адронов, из которых невозможно сформировать ускоренные пучки частиц или адронные мишени, которые можно было бы использовать в эксперименте.

В данной работе рассматривается возможность получения сведений о свойствах изобары Δ (1232), образованной в ядре в результате виртуального перехода $N + N \rightarrow \Delta + N$. Ширина свободной изобары около 120 МэВ, что соответствует времени жизни порядка 10^{-23} с. Виртуальная изобара образуется в ядре вне массовой поверхности, поэтому для нее запрещена основная мода распада свободной изобары $\Delta \rightarrow N + \pi$, сопровождаемая эмиссией пиона, что увеличивает время ее жизни в ядре. Согласно теоретическим оценкам и имеющимся в настоящее время экспериментальным данным, примесь изобарных конфигураций в основном состоянии p -оболочечных ядер в расчете на один нуклон составляет несколько процентов.

Для получения полного набора экспериментальной информации о взаимодействии элементарных частиц кроме дифференциальных сечений, усредненных по поляризационным состояниям частиц, необходимо измерение поляризационных наблюдаемых. Поляризационные наблюдаемые содержат зависимость сечения взаимодействия от относительной ориентации спинов и импульсов частиц. Рассматривая поляризационные свойства взаимодействия фотона с виртуальной Δ -изобарой, проявляющиеся в ядерной реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+ p)^{15}\text{C}$. В области больших импульсов, переданных остаточному ядру, фотообразование $\pi^+ p$ -пар практически полностью обусловлено примесью изобарных конфигураций в ядре. Изобарные конфигурации в основном состоянии ядер дают вклад в сечение всех изотопических каналов фотообразования пион-нуклоных пар. Реакция

$(\gamma, \pi^+ p)$, так же, как $(\gamma, \pi^- n)$, отличается тем, что в сечении этой реакции отсутствует вклад фотообразования пионов $\gamma + N \rightarrow N' + \pi$ на связанных нуклонах ядра. Анализ поляризационных свойств изобары будет выполнен в рамках ΔN -корреляционной модели реакции $A(\gamma, \pi N)B$. Как известно, в рамках квазисвободного фотообразования пионов поляризационные эффекты возникают в результате взаимодействия в конечном состоянии. Для оценки поляризационного эффекта, обусловленного только ΔN -корреляциями, вычисления выполнены в плосковолновом приближении.

1 Дельта резонанс

1.1 Фоторождение π -мезонов

Вскоре после того как π -мезоны были получены впервые в лабораторных условиях, было обнаружено, что они могут рождаться не только при столкновениях нуклонов с нуклонами, но и при бомбардировке нуклонов γ -квантами достаточно большой энергии. Типичными реакциями служат, например, реакции

$$\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p , \quad (1.1.1)$$

$$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n . \quad (1.1.2)$$

Энергетические зависимости полных поперечных сечений этих двух процессов приведены на рисунке 1.1.1 и 1.1.2. Обратим внимание, в частности, на ярко выраженный максимум на обоих графиках поперечных сечений при энергии фотона около 320 МэВ в лабораторной системе. Первый резонанс появляется в π — p -рассеянии при кинетической энергии падающего мезона, примерно равной 180 МэВ. Интересно отметить, что обе эти энергии соответствуют одной и той же полной энергии в системе центра масс. Обозначим квадрат полной энергии в системе центра масс через s , найдем в случае π -мезон-нуклонного рассеяния

$$s = (m + T_\pi + M)^2 - \vec{p}_\pi^2 = (M + m)^2 + 2MT_\pi . \quad (1.1.3)$$

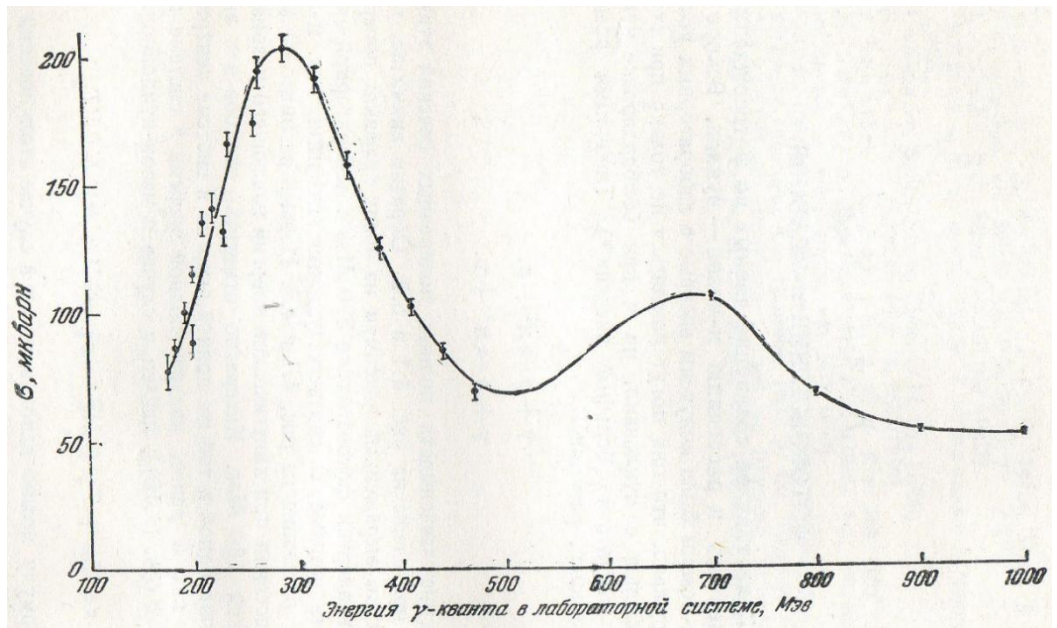


Рисунок 1.1.1 – Энергетическая зависимость полного сечения реакции фоторождения $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$.

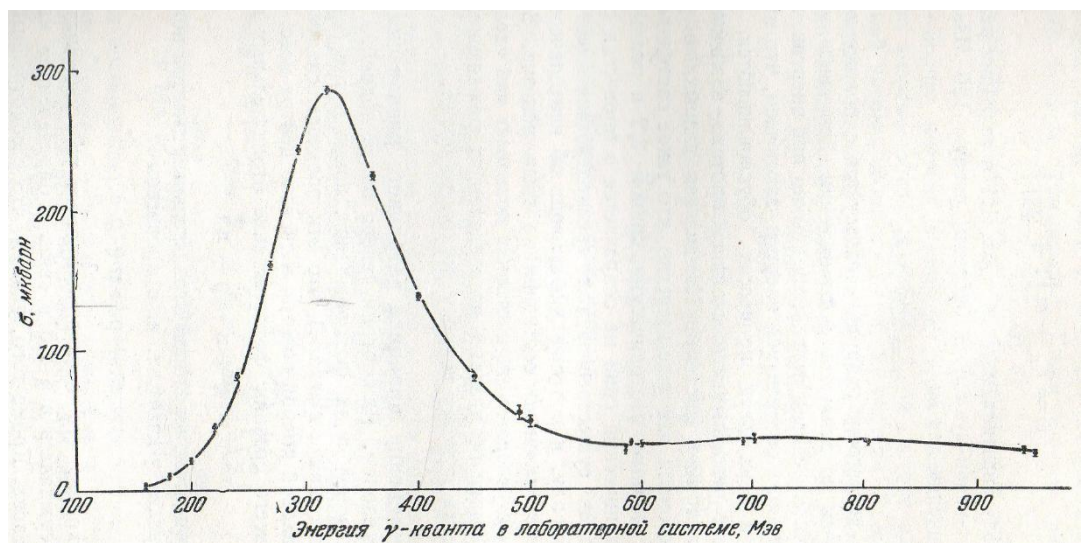


Рисунок 1.1.2 – Энергетическая зависимость полного сечения реакции фоторождения $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$.

Эту же формулу можно использовать и в случае столкновений фотонов с нуклонами, если считать массу m равной нулю. Обозначив энергию фотона в лабораторной системе через ω , получим

$$s = M^2 + 2M\omega. \quad (1.1.4)$$

Приравнявая оба выражения для S , находим

$$\omega = T_{\pi} + m \left(1 + \frac{m}{2M} \right). \quad (1.1.5)$$

Подставляя сюда значения масс и величину резонансной энергии для π -мезон-нуклонной системы, равную 180 МэВ, получим следующее значение для ω :

$$\omega = 325 \text{ МэВ} \quad (1.1.6)$$

Это значение достаточно хорошо согласуется с положением максимума, найденным по данным о фоторождении. Закljučаем максимумы одним и тем же резонансным состоянием протона, возникающим при той же энергии всей системы. Из анализа данных по рассеянию π -мезонов нуклонами нам, что такое состояние является состоянием с полным изотопическим спином $3/2$ и полным моментом $3/2$.

1.2 Дельта резонанс $\Delta(1232)$

Резонансы - коротко живущие возбужденные состояния адронов, распадающиеся в результате сильного взаимодействия. Характерное время жизни резонанса $10^{-22} - 10^{-24}$ с.

Нейтрон и протон состоят из udd и uud кварков соответственно

$$J^p = \frac{1}{2}^+ \quad (1.2.1)$$

J - спин или полный момент, p - четность. Спин одного кварка антипараллелен по отношению к двум другим. Самым низким по энергии возбуждения является $\Delta(1232)$ –изобар в Таблице 1.1.1 приведены основные характеристики $\Delta(1232)$ резонансов. Согласно закону сохранения заряда Δ -резонанс распадается на нуклон и пион, что приведено в таблице 1.2.1. Также в таблице 1 приведена ширина резонанса и состав кварков.

Таблица 1.2.1– Виды дельта резонанс $\Delta(1232)$.

Частица	Масса, mc^2	Ширина Γ , МэВ	Спин- четность,	Основные моды	Состав кварков
---------	-------------------------	--------------------------	--------------------	------------------	-------------------

	(МэВ)		(изоспин) $J^P(I)$	распада	
Δ^{++}	1232	115-125	$3/2^+(3/2)$	$\Delta^{++} \rightarrow p^+ + \pi^+$	uuu
Δ^+	1232			$\Delta^+ \rightarrow p^+ + \pi^0$ $\Delta^+ \rightarrow n^0 + \pi^+$	udd
Δ^0	1234			$\Delta^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$ $\Delta^0 \rightarrow n^0 + \pi^0$	uud
Δ^-	1234			$\Delta^- \rightarrow n^0 + \pi^-$	ddd

На рисунке 1.2.1 показана диаграмма межнуклонного взаимодействия. Эта диаграмма показывает внутриядерное взаимодействие.

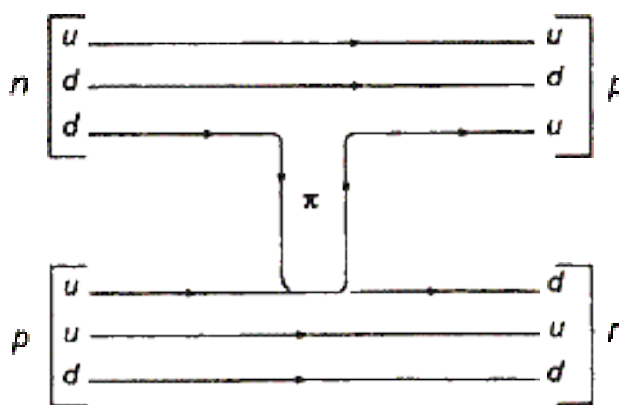


Рисунок 1.2.1 – Диаграмма межнуклонного взаимодействия.

1.3 Возбуждения Δ -изобары в ядре с помощью фотонов

Основными особенностями γ -квантов в области промежуточных энергий являются большая по сравнению с размерами ядра длина свободного пробега в ядерном веществе и малая по сравнению с расстоянием между нуклонами в ядре длина волны. Эти особенности в значительной степени определяют характер и механизм фотоядерного взаимодействия. Из-за первой особенности γ -кванты свободно проникают в область с большой плотностью ядерного вещества, т.е. их взаимодействие с ядром должно быть объемным (не поверхностным), что, в частности, может выражаться в пропорциональности полного сечения фотопоглощения массовому числу A ;

из-за второй особенности взаимодействие γ -квантов должно быть локальным, т.е. происходить с конкретным отдельным нуклоном ядра (или парой близко расположенных нуклонов). В связи с этим можно ожидать, что взаимодействие γ -квантов с нуклонами ядра в области промежуточных энергий будет сходно с их взаимодействием со свободными нуклонами, хотя некоторое отличие, обусловленное влиянием соседних нуклонов, конечно, также можно предполагать. В частности, в области ядра с повышенной плотностью нуклонов можно ожидать существования благоприятных условий для возникновения коллективных эффектов.

1.4 Возбуждения Δ -изобары в ядре с помощью пионов (π^+ и π^-)

Одной из других проб, является пучки пионов (π^+ и π^-). Сечение взаимодействия примерно в 137 раз больше, чем фотонное, что является, с одной стороны, положительным фактором. Однако пионы эффективно поглощаются на поверхности ядра, следовательно, изучать можно только поверхностные эффекты.

Из всего выше написанного можно сделать вывод, что реакции с пионами и фотонами эффективно дополняют друг друга. Можно и другими частицами возбуждать нуклоны в ядре, но интерпретация получаемых результатов при этом очень усложняется.

1.5 Полное сечение фотопоглощения при $10 < E_\gamma < 2 \cdot 10^5$ МэВ

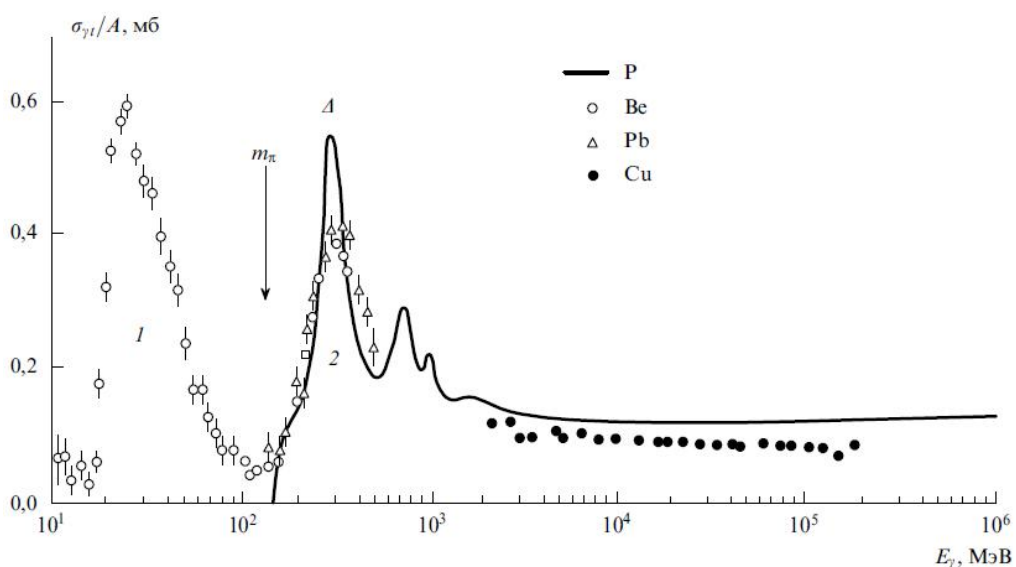


Рисунок 1.5.1 – Сечение фотопоглощения.

В настоящее время имеются экспериментальные данные (разной точности) для полного фотопоглощения в очень широком интервале энергий от порога ядерного фотоэффекта (1,8 МэВ для Ве и 2,22 МэВ для ^2H) вплоть до $E_\gamma = 2 \cdot 10^5 - 10^5$ МэВ. Методически полные сечения фотопоглощения получают либо суммированием парциальных сечений фотонейтронных реакций в пренебрежении реакциями с выходом одних только заряженных частиц (выход которых при энергиях $E_\gamma = 30-100$ МэВ мал [96, 97]); либо (при $E_\gamma > 200$ МэВ), наоборот, суммированием сечений реакций с выходом протонов и π -мезонов с монте-карловским учетом нерегистрируемых частиц; либо измерением сечения фотоделения (которое для ядер с $Z \geq 90$ и $E_\gamma > (20-30)$ МэВ близко к полному; либо, наконец, непосредственно по ослаблению интенсивности пучка в мишени (главным образом в области гигантского резонанса и с учетом расчетным методом вклада от неядерных процессов типа фотоэффекта и т.п.).

Основные результаты, полученные в разных областях энергий начиная с $E_\gamma \sim 10$ МэВ, можно сформулировать следующим образом. В области 1 рисунок 4 рост сечения с энергией определяется преимущественно гигантскими резонансами. Основной вклад в сечение вносит дипольный электрический гигантский резонанс, положение максимумов которого приблизительно дается формулой

$$E_\gamma^{\text{max}} \approx 80 / A^{1/3}, \quad (1.5.1)$$

а ширина равна 3 – 10 МэВ. Предсказание, открытие и последующее изучение свойств гигантского дипольного резонанса сыграли важную роль для введения в физику атомного ядра понятия о коллективных частично-дырочных состояниях и исследовании их роли в различных реакциях.

Сечение на правой ветви кривой, ограничивающей область 1 на рис. 1.5.1, определяется главным образом квазидейтронным механизмом. Оно плавно убывает до значения

$$\sigma_{\gamma t} / A \approx 0,05 \text{ мб} \quad (1.5.2)$$

при

$$E_{\gamma} \sim 100 \text{ МэВ} . \quad (1.5.3)$$

В области 2 ($100 < E_{\gamma} < 500$ МэВ) сечение начинает быстро расти за счет возбуждения ядерного Δ -резонанса и (при $E_{\gamma} > 140$ МэВ) фоторождения пионов. Максимум $\sigma_{\gamma t} / A \approx 0,4 \text{ мб}$ приходится на энергию $E_{\gamma} \sim 300$ МэВ, а затем сечение спадает примерно до 0,2 мб при $E_{\gamma} \sim 500$ МэВ. Изучение этой области энергии в настоящее время привлекает пристальное внимание физиков в связи с особым значением Δ -изобарной степени свободы ядра. Конкретный интерес экспериментаторов вызывает наблюдающееся различие в свойствах ядерного и нуклонного Δ -резонанса сплошная кривая на рисунке 4 и, в частности, вопрос о сдвиге и уширении Δ -максимума в ядре, а также уменьшении значения сечения его возбуждения. Важным аспектом этой задачи является вычленение тривиальных причин наблюдающихся различий и оценка роли коллективных ядерных эффектов. В связи с относительной простотой интерпретации фотоядерных взаимодействий по сравнению с сильными на исследование Δ -области фотоядерным методом возлагаются большие надежды.

Другие резонансы, обнаруженные на свободном нуклоне, пока в полном ядерном сечении фотопоглощения не замечены. Область совсем высоких энергий изучена слабо. Известно, что $\sigma_{\gamma t} / A$ в интервале энергий $2 \cdot 10^3 \text{ — } 2 \cdot 10^5$ МэВ плавно уменьшается от значения 0,12 до 0,07 мб. Из конкретных исследований, проведенных в этой области, можно отметить изучение энергетической зависимости выхода фотоделения, который резко различается для разных ядер. Максимальная энергия γ -квантов, для которых измерен выход фотоделения, в настоящее время достигла 16 ГэВ.

В заключение краткого обзора данных по полному сечению фотопоглощения заметим, что большинство этих данных получено из экспериментов, выполненных на тормозном спектре, без системы мечения, в

связи с чем некоторые результаты отличаются друг от друга не только количественно, но и качественно.

1.6 Квазисвободное фотообразование пионов на атомных ядрах

При взаимодействии фотонов с атомным ядром доминирующим механизмом образования пион-нуклонных пар является квазисвободное фотообразование пионов, состоящее в том, что пион образуется в результате взаимодействия фотона с отдельным нуклоном ядра, который переходит в свободное состояние.

Основной вклад квазисвободного образования пионов сосредоточен в кинематической области, где импульс, переданный активному нуклону, существенно больше характерной величины импульса связанных в ядре нуклонов, а импульс остаточного ядра невелик.

Признаком квазисвободного механизма образования пион-нуклонных пар является характерная форма эксклюзивных дифференциальных сечений, отражающая динамические свойства ядра-мишени и состояние остаточного ядра.

Эксклюзивные дифференциальные сечения квазисвободного фотообразования пионов на легких ядрах впервые были измерены на Томском синхротроне.

В интервале энергии фотона 200-400 МэВ при фотообразовании нейтральных пионов на свободном нуклоне доминирует амплитуда, соответствующая образованию в промежуточном состоянии резонанса $\Delta(1232)$. В сечении образования заряженных пионов величина вклада резонансной амплитуды так же достаточно велика. Поэтому фотообразование пионов на ядрах в резонансной области энергии являются одним из источников информации о Δ -ядерном взаимодействии.

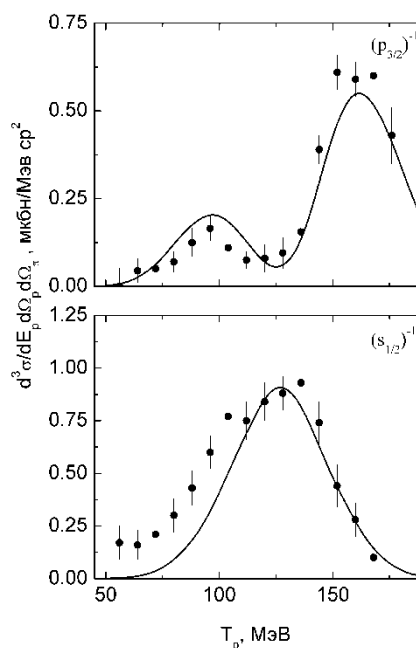


Рисунок 1.6.1 – Дифференциальное сечение реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{11}\text{C}$ в зависимости от энергии протона для $(1p_{3/2})^{-1}$ – (а) и $(1s_{1/2})^{-1}$ –состояний (б) остаточного ядра ^{11}C при энергии фотона 380 МэВ. Экспериментальные точки – данные работы. Кривые: штрихпунктирная – импульсное приближение в импульсном пространстве [4], точечная –последовательный релятивистский подход, штриховая — квазисвободное приближение (7), сплошная —фазовообъемная модель (8).

Взаимодействие изобары с ядерной материей может проявить себя в виде изменения ширины или положения максимума энергетической зависимости сечения реакции на ядре по сравнению с соответствующей реакцией на свободном нуклоне.

На этом рисунке сопоставляются сечение фотообразования отрицательных пионов на нейтронах ядер углерода, полученное в рамках импульсного приближения из эксклюзивных сечений квазисвободного образования пионов, измеренных на Томском синхротроне, и соответствующих данных, измеренных на дейтерии. Как видно, сечения образования пионов на нейтронах, связанных в ядрах углерода и дейтерия, удовлетворительно согласуются.

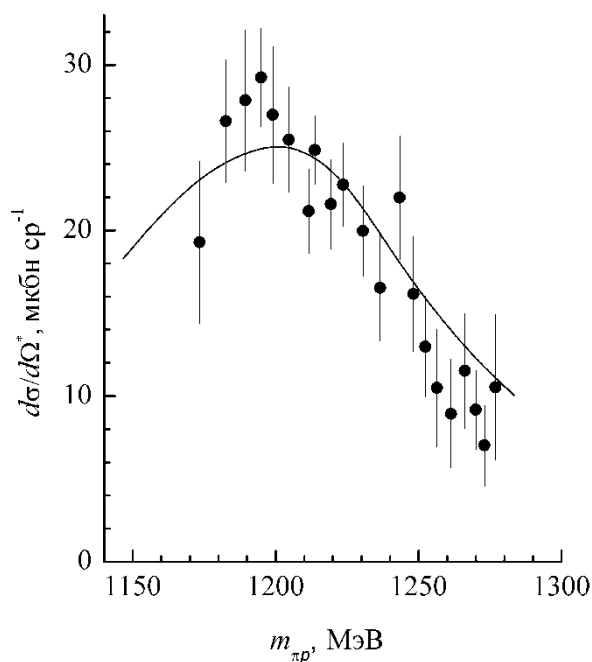


Рисунок 1.6.2 – Зависимость дифференциального сечения реакции (γ , π^-p) от инвариантной массы π^-p - системы.

В эксперименте, выполненном в Сакле, было измерено сечение реакции $4\text{He}(\gamma, \pi^-p)$ при нескольких значениях импульса, переданного остаточной ядерной системе. На рисунке приведены результаты измерения при $pR = 50 \text{ МэВ/с}$. Сплошная кривая – теоретическое сечение реакции в импульсном приближении. Как видно, расчетное сечение удовлетворительно воспроизводит как положение максимума, так и форму энергетической зависимости сечения при небольших импульсах остаточной ядерной системы.

Таким образом, в результате анализа данных экспериментов, выполненных на Томском синхротроне и линейном ускорителе в Сакле при малых импульсах остаточного ядра, существенного изменения параметров изобары $\Delta(1232)$ обнаружено не было.

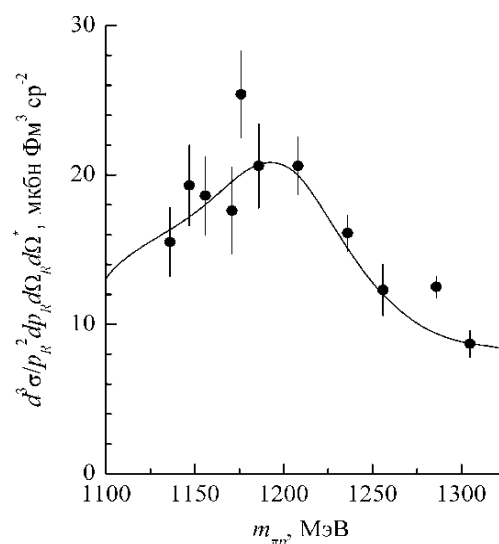


Рисунок 1.6.3 – Зависимость дифференциального сечения реакции $^{12}\text{He}(\gamma, \pi^- p)^3\text{He}$ от инвариантной массы $\pi^- p$ - системы.

На следующем рисунке приведены данные другого эксперимента, выполненного на Томском синхротроне в кинематической области больших импульсов остаточной ядерной системы. Сплошная кривая – теоретическое сечение реакции, вычисленное в квазисвободном приближении. Как видно, результат расчета, основанный на данных фотообразования пионов на свободном нуклоне, удовлетворительно воспроизводит левый склон резонансного пика, связанного с фотовозбуждением $\Delta(1232)$, а правый смещен на ~ 20 МэВ. Таким образом, данные, приведенные на этом рисунке, можно интерпретировать как небольшое уменьшение массы изобары. При этом следует отметить, что в данной кинематической области значителен эффект взаимодействия в конечном состоянии, подавляющий сечение реакции в ~ 2 раза, и, при недостаточно точном его воспроизведении, может имитировать смещение резонансного пика. Другое возможное объяснение наблюдаемого смещения резонансного пика связано с тем обстоятельством, что вероятность квазисвободного фотообразования пионов быстро уменьшается с ростом импульса остаточного ядра, в результате чего становится существенным вклад иных механизмов реакции, которые могут изменить энергетическую зависимость сечения.

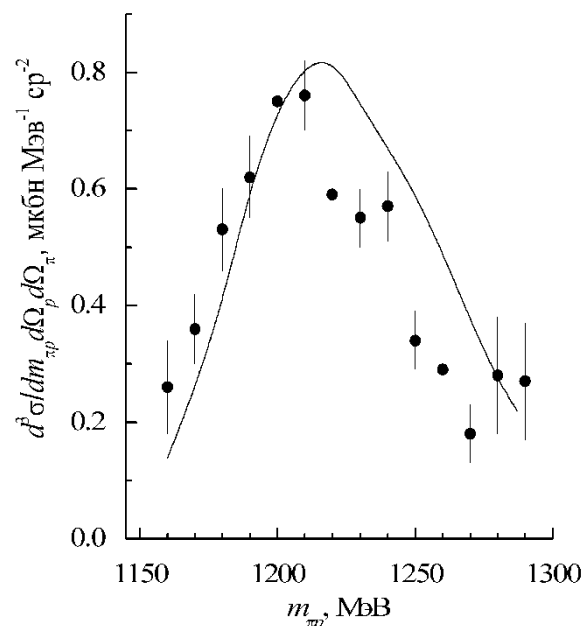


Рисунок 1.6.4 – Зависимость дифференциального сечения реакции $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^- p)$ от инвариантной массы $\pi^- p$ - системы.

Вывод об отсутствии искажений параметров изобары $\Delta(1232)$, сделанный в результате анализа данных квазисвободного фотообразования пионов при небольших импульсах остаточного ядра, согласуется с заключением, основанным на анализе данных фотопоглощения, что конкурирующие эффекты ядерной среды, изменяющие время жизни изобары в ядре, взаимно компенсируются.

Однако, смещение максимума зависимости сечения фотопоглощения на ядрах от энергии фотона в сторону большей энергии, интерпретируемое как увеличение массы изобары, не получило подтверждения в данных квазисвободного фотообразования пионов на легких ядрах.

1.7 Изобарные конфигурации в основном состоянии атомного ядра

Большой объем экспериментальных данных по фотоядерным реакциям удовлетворительно объясняется в рамках моделей, основными компонентами которых являются импульсное приближение для оператора взаимодействия фотона с ядром и модель независимых частиц для атомного ядра. В импульсном приближении оператор взаимодействия налетающей

частицы с ядром представляется в виде суммы операторов взаимодействия частицы с отдельными нуклонами ядра. В модели независимых частиц ядро рассматривается как совокупность невзаимодействующих нуклонов, движущихся в некотором среднем поле. Однако известны экспериментально наблюдаемые явления, для объяснения которых эти модели взаимодействия частицы с ядром оказываются несостоятельными. Примером может служить реакция фотообразования на атомных ядрах π^+p -пар. Одинокое фотообразование пионов на нуклонах приводит к образованию пион-нуклонных пар с суммарным зарядом 0 или +1. В рамках модели прямого взаимодействия фотона с нуклонами ядра невозможно объяснить образование пион-нуклонных пар с суммарным зарядом +2 или -1.

Первый эксперимент по фотообразованию π^+p -пар в области возбуждения $\Delta(1232)$ был выполнен в Майнце. Результаты измерения зависимости дифференциального сечения реакции (2) от энергии пиона приведены на рисунке. Интерпретация данных проводилась с использованием VM-модели, учитывающей эффекты взаимодействия пиона и нуклона с остаточным ядром, которые приводят к образованию π^+p -пар. Это – процессы, идущие в две стадии. Например, образование π^+n -пары с последующим зарядовообменным перерасеянием нейтрона $n \rightarrow p$, или образование π^0p -пары с перерасеянием пиона $\pi^0 \rightarrow \pi^+$. Сечение реакции, полученное в VM-модели, приведено на рисунке ступенчатой линией. Как видно, VM-модель не объясняет поведение сечения в области ~80 МэВ.

Авторы работы предложили иную интерпретацию данных этого эксперимента. Согласно изобарной модели, образование π^+p -пары происходит в результате прямого взаимодействия фотона с изобарой Δ^{++} которая образовалась в ядре в процессе перехода $pp \rightarrow \Delta^{++}n$. Поглощение изобарой фотона переводит ее из виртуального состояния в реальное, вследствие чего открывается канал распада изобары на пион и нуклон, которые и регистрируются в эксперименте. Как видно, изобарная модель реакции, учитывающая проявления изобарных конфигураций в основном

состоянии атомного ядра, не претендуя на всеобъемлющее описание экспериментальных сечений, удачно дополняет расчеты, основанные на учете взаимодействия в конечном состоянии.

Сечение фотообразования пион-протонных пар в рамках изобарной модели записывается в виде произведения квадрата модуля амплитуды процесса (3) и импульсного распределения виртуальной изобары Δ^{++} в ядре ^{12}C .

Образование в ядре изобары связано с нуклон-нуклонным взаимодействием на небольших расстояниях по сравнению со средним межнуклонным расстоянием в ядре. Поэтому Фурье-компоненты волновой функции виртуальной изобары в ядре имеют большую величину в области больших импульсов остаточного ядра, где вклад нуклонных степеней свободы пренебрежительно мал. Это обстоятельство позволяет, измерив сечение образования пион-нуклонных пар в этой кинематической области, оценить вероятность возбуждения нуклонов в основном состоянии атомного ядра. Идея такого эксперимента была высказана в НИИЯФ и реализована на Томском синхротроне. В результате этого эксперимента было измерено сечение реакции получена эмпирическая оценка вероятности изобарных конфигураций в основном состоянии ядра ^{12}C в расчете на нуклон, равная 0.017 ± 0.004 .

В следующем эксперименте на Томском синхротроне была измерена зависимость сечения фотообразования пион-протонных пар с зарядом +2 на ядрах кислорода от энергии протона. Результаты измерения, приведенные на рисунке, оказались в противоречии с предсказанием изобарной модели. Экспериментальное сечение реакции больше расчетного, а спектр протонов менее жесткий.

Наиболее проблематичным местом изобарной модели было описание состояния изобары в ядре углерода на основе расчетных данных состояния изобары в ядерной материи. Эта проблема была решена путем использования подхода, предложенного Аренховелом с соавторами и развитого

впоследствии Табаченко А.Н., согласно которому волновая функция, описывающая состояние изобары в ядре, образованной в результате перехода $NN \rightarrow \Delta N$, находилась путем решения уравнения Шредингера для потенциала перехода, обусловленного обменом π - и σ -мезонами.

В рамках такого подхода для описания состояния виртуальной изобары в ядре были разработаны модели фотообразования пион-нуклонных пар, учитывающие влияние изобарных конфигураций в основном состоянии легких ядер с заполненными оболочками. Модели разработаны для реакций с одним и двумя нуклонами в конечном состоянии.

Результаты вычисления сечения фотообразования π^+p -пар в реакциях с одним и двумя нуклонами приведены на рисунке штриховой и сплошной линиями, соответственно.

Оценка вероятности изобарных конфигураций W в ядре ^{16}O была сделана двумя методами. Первый метод теоретический и следует из определения волновой функции изобарной конфигурации. В этом подходе вероятность изобарных конфигураций в ядре ^{16}O в расчете на один нуклон ядра равна $W_{\text{th}} = 0.015$.

Второй метод оценки величины W основан на сопоставлении экспериментально измеренного дифференциального выхода реакции с теоретическим, полученным в рамках ИС-модели. Нормировка волновой функции изобары в этом случае рассматривалась в качестве подгоночного параметра. Получен следующий результат $W_{\text{exp}} = 0.018 \pm 0.004$.

Аналогичный анализ был выполнен в отношении реакции . Получены следующие оценки вероятности изобарных конфигураций в ядре ^{12}C в расчете на один нуклон ядра $W_{\text{th}} = 0.013$ и $W_{\text{exp}} = 0.012 \pm 0.005$.

Как видно, экспериментальные и теоретические оценки вероятности изобарных конфигураций для двух ядер не отличаются более чем на одно стандартное отклонение.

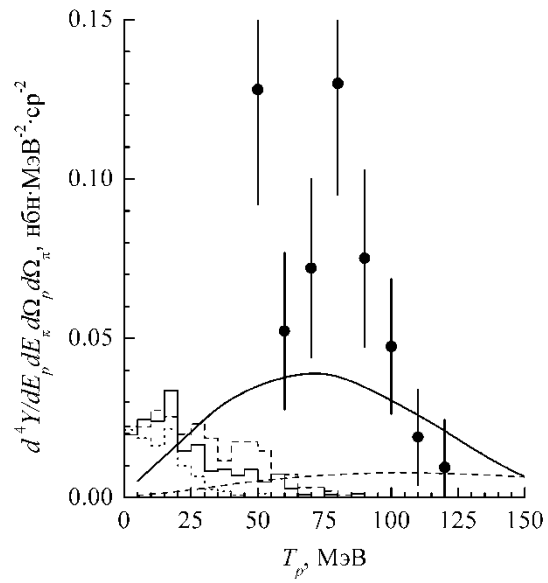


Рисунок 1.7.2 – Дифференциальный выход реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)$ в зависимости от кинетической энергии протона. Точки – экспериментальные данные настоящей работы. Штриховая кривая – выход реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)^{15}\text{C}$. Сплошная кривая – сумма выходов реакций $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+p)^{15}\text{C}$ и $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+pN)\text{B}$.

2 Математические методы описывающие модель

2.1 Законы сохранения в распадах и столкновениях

Поскольку законы кинематики — самые достоверные из всех законов физики элементарных частиц, то вывод, полученный только на их основе, столь же достоверен, как и сами законы. Что не разрешено кинематикой, то не пересилият никакие другие законы. Они располагаются в границах, отведенных им кинематикой.

Когда частица 0 распадается на частицы 1, 2,...,n, то сохранение энергии и импульса выражается в том, что

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \dots + \mathbf{p}_n = \mathbf{p}_0 \quad (2.1.1)$$

$$w_1 + w_2 + \dots + w_n = w_0 \quad (2.1.2)$$

Когда частица a налетает на частицу b и после этого появляется n частиц 1, 2, ..., n, то энергия и импульс тоже сохраняются:

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \dots + \mathbf{p}_n = \mathbf{p}_a + \mathbf{p}_b \quad (2.1.3)$$

$$w_1 + w_2 + \dots + w_n = w_a + w_b$$

Объединяя три компоненты импульса p_i и энергию w в один 4-импульс p_i можно записать эти законы короче:

$$p_1 + p_2 + \dots + p_n = p_0(\text{распад}) \quad (2.1.4)$$

$$p_1 + p_2 + \dots + p_n = p_a + p_b(\text{столкновение})$$

В каждой из этих формул скрыты четыре закона сохранения: трех компонент импульса и энергии. Поскольку энергия частицы связана с компонентами ее импульса равенством

$$w_i = [(x\mathbf{p}_i)^2 + (y\mathbf{p}_i)^2 + (z\mathbf{p}_i)^2 + m_i^2]^{1/2},$$

То уравнение (2.1.4) — это четыре связи, накладываемые на $3n$ независимых компонент 4 – импульсов.

2.2 Распады на две частицы

2.2.1 Распад в покое

Пусть частица 0 с массой m_0 распадается на две частицы 1 и 2 с массами m_1 и m_2 . Находясь в системе покоя частицы 0. В этой системе отсчета законы сохранения выглядят совсем просто:

$$w_1^* + w_2^* = m_0 \quad (2.2.1)$$

$$\mathbf{p}_1^* + \mathbf{p}_2^* = 0 \quad (2.1.2)$$

Из второго уравнения следует, что на направления частиц 1 и 2 никаких ограничений не накладывается. Частица 1 может вылететь куда угодно, а частица 2 обязана отправиться в противоположную сторону. Импульсы обеих частиц одинаковы по величине:

$$p_1^* = p_2^* \quad (2.2.3)$$

Перепишем это условие так:

$$w_1^{*2} - m_1^2 = w_2^{*2} - m_2^2 \quad (2.2.4)$$

Решая совместно с (5), получим

$$w_1^* = \frac{m_0^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m_0} \quad (2.2.5)$$

$$w_2^* = \frac{m_0^2 - m_1^2 + m_2^2}{2m_0} \quad (2.2.6)$$

Теперь легко найти импульс:

$$p_1^* = p_2^* = \sqrt{w_1^{*2} - m_1^2} = \frac{\sqrt{(m_0^2 + m_1^2 - m_2^2)^2 - 4m_0^2 m_1^2}}{2m_0} \quad (2.2.7)$$

Импульсы и энергии вторичных частиц в системе покоя первичной определяются одними только массами частиц, участвующих в реакции. Из двух разлетающихся частиц более массивная обладает и большей энергией (хотя импульсы двух частиц равны); но это превосходство в энергии целиком обязано своим происхождением ее большей массе покоя, потому что кинетическая энергия меньше у более тяжелой частицы.

Из формул (2.2.5) — (2.2.7) следует, что когда частица распадается после остановки, то достаточно измерить энергию одного из продуктов распада, чтобы установить массу первичной частицы (задавшись, конечно,

массами вторичных частиц). Практически каждой реакции распада отвечает свое значение энергии w_1^* . Например, наблюдая распад остановившихся π -мезонов ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$) и измеряя пробег μ^\pm -мезонов (однозначно связанный с энергией), можно отличать эти распады от распадов $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ и в конечном счете π -мезоны от K -мезонов. Так же можно было бы отличить распад $\pi \rightarrow \mu + \nu$ и от распада $\pi \rightarrow e + \nu$.

Необходимым условием возможности распада частицы с массой m_0 на частицы с массами m_1 и m_2 является условие $m_0 \geq m_1 + m_2$. Формула (7) свидетельствует, что этого условия достаточно: импульс получается действительным.

Способ, каким мы вывели формулы (2.1.5) — (2.1.7), не кратчайший. Кратчайший же таков. Выразим 4-импульс частицы 2 через 4-импульсы частиц 0 и 1:

$$p_2 = p_0 - p_1.$$

Помня, что $p^2 = m^2$, возвысим это равенство в квадрат:

$$m_2^2 = m_0^2 + m_1^2 - 2w_0w_1 + 2\mathbf{p}_0\mathbf{p}_1 \quad (2.2.8)$$

В системе, где $\mathbf{p}_0=0$, $w_0=m_0$, найдем

$$w_1 = \frac{m_0^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m_0}$$

Из равенства (2.1.4) легко получить и энергию частицы 0 в системе покоя вторичной частицы 1. Теперь $\mathbf{p}_1=0$, $w_1=m_1$ следовательно,

$$w_0 = \frac{m_0^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m_1} \quad (2.2.9)$$

$$w_2 = w_0 - m_1 = \frac{m_0^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m_1} \quad (2.2.10)$$

Таким образом, в двухчастичном распаде энергия любой из трех частиц однозначно определена в системе покоя любой другой из них. Разница лишь в том, что в системе покоя первичной частицы 0 частицы 1 и 2 разлетаются врозь ($\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0$), а в системе покоя частицы 1 другая вторичная частица 2 летит туда же, куда летела первичная ($\mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_0$).

Формулу для энергии частицы 0 в системе покоя частицы можно вывести и по-иному. Пусть в системе покоя частицы 0 скорость частицы 1 есть $-c$, тогда в системе покоя частицы 1 скорость частицы 0 будет, очевидно, $-c$; при равенстве скоростей одинаковы и лоренц-факторы:

$$\frac{w_0}{m_0} = \frac{w_1}{m_1} \quad (2.2.11)$$

Отсюда также следует формула (9).

Формулами (2.1.5) — (2.1.7) плохо пользоваться в нерелятивистском пределе. Здесь удобно ввести вместо полной энергии w_i кинетическую энергию t_i — превышение полной энергии над массой покоя:

$$t_i = w_i - m_i \quad (2.2.12)$$

Тогда имеем

$$t_1^* = \frac{(m_0 - m_1)^2 - m_2^2}{2m_0} = \frac{(m_0 - m_1 - m_2)(m_0 - m_1 + m_2)}{2m_0} \quad (2.2.13)$$

Нерелятивистский случай осуществляется тогда, когда масса покоя частицы 0 немногим выше суммы масс покоя продуктов распада. Эта разность именуется энерговыделением:

$$T_0 = m_0 - m_1 - m_2 \quad (2.2.14)$$

В нерелятивистском пределе ($T_0 \ll m_0$) кинетические энергии таковы:

$$t_1^* = T_0 m_2 / m_0, \quad t_2^* = T_0 m_1 / m_0 \quad (2.2.15)$$

(так, что $t_1^* m_1 = t_2^* m_2$), а импульс разлета

$$p_1^* = \sqrt{\frac{2m_1 m_2}{m_0} T_0} \quad (2.2.16)$$

Наконец, для дальнейшего будет полезно все полученное в этом параграфе высказать по-иному. Пусть нам даны 4-импульсы двух частиц 1 и 2. Представим себе частицу 0 чья энергия (импульс) равна сумме энергий (импульсов) частиц 1 и 2. Масса такой воображаемой частицы будет равна эффективной массе пары 1+2:

$$m_{12}^2 = (p_1 + p_2)^2 = (w_1 + w_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2. \quad (2.2.17)$$

Перейдем в систему отсчета, в которой воображаемая частица 0 покоится. Такую систему отсчета называют системой центра масс частиц 1 и 2 (с. ц. м.).

Тогда можно сказать, что формулы этого параграфа дают энергию частиц 1 и 2 в системе их центра масс:

$$w_1 = \frac{m_{12}^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m_{12}}, w_2 = \frac{m_{12}^2 + m_2^2 - m_1^2}{2m_{12}}. \quad (2.2.18)$$

Вычислим эффективную массу пары 1 + 2 по очереди в системе покоя 1 и в системе покоя 2:

$$m_{12}^2 = m_1^2 m_2^2 + 2m_1 w_2,$$

$$m_{12}^2 = m_1^2 m_2^2 + 2m_2 w_1.$$

Введем теперь гиперскорость u_{21} частицы 2 в системе покоя 1 (то формуле $w_2 = m_2 \operatorname{ch} u_{21}$) и гиперскорость u_{12} частицы 1 в системе покоя 2 (по формуле $w_1 = m_1 \operatorname{ch} u_{12}$). Наши равенства приобретут вид

$$m_{12}^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \operatorname{ch} u_{21} \quad (2.2.19)$$

$$m_{12}^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2m_2 m_1 \operatorname{ch} u_{12}$$

Мы видим, что, какие бы две частицы мы ни взяли, гиперскорость первой из них в системе покоя второй равна — если угодно, по модулю — гиперскорости второй в системе покоя первой:

$$u_{12} = u_{21}.$$

Порядок индексов при обозначении гиперскорости, следовательно, безразличен. Впрочем, равенство гиперскоростей следует и из равенства обычных скоростей, так как $v = \operatorname{th} u$. А тождества (2.2.15) свидетельствуют о том, что, зная гиперскорость частицы 1 в системе покоя 2, мы тем самым знаем и эффективную массу системы 1+2.

2.2.2 Распад на лету

Перейдем теперь к лабораторной системе отсчета и рассмотрим в ней тот же распад $0 \rightarrow 1 + 2$. Теперь —заранее ясно—уже нельзя ожидать, что импульсы частиц 1 и 2 по-прежнему не будут зависеть от направления их

вылета; взамен однозначной зависимости от масс здесь возникает зависимость импульса от угла. Найдем ее.

Вычислим скалярное 4-произведение $p_0 p_1$ в двух системах отсчета — в лабораторной и в системе покоя частицы 0.

$$w_0 w_1 - p_0 p_1 \cos(\vartheta)_1 = m_0 w_1^*. \quad (2.2.20)$$

Будем считать в этой формуле энергию и импульс первичной частицы 0 известными. Тогда соотношение (24) можно рассматривать как уравнение, связывающее импульс частицы 1 с ее направлением вылета.

Чтобы выразить импульс через угол, уединяем член с энергией и возводим уравнение в квадрат:

$$w_0^2 (p_1^2 + m_1^2) = (m_0 w_1^*)^2 + 2m_0 w_1^* p_0 p_1 \cos \theta_1 + p_0^2 p_1^2 \cos^2 \vartheta_1.$$

Из этого квадратного уравнения получаем

$$p_1 = \frac{m_0 w_1^* p_0 \cos \vartheta_1 \pm w_0 R_1^2}{w_0^2 - p_0^2 \cos^2 \vartheta_1}, \quad (2.2.21)$$

Где

$$R_l^4 = m_0^2 p_1^{*2} - m_1^2 p_0^2 \sin^2 \vartheta_1. \quad (2.2.22)$$

Сходная формула получается и для энергии:

$$w_1 = \frac{m_0 w_1^* w_0 \pm p_0 \cos \vartheta_1 R_l^2}{w_0^2 - p_0^2 \cos^2 \vartheta_1}. \quad (2.2.23)$$

Верхний знак в (25) отвечает верхнему знаку в (227).

Решение имеет смысл, если под корнем в R_l^2 стоит положительная величина. Из этого условия следует:

$$\sin \vartheta_1 \leq m_0 p_1^* / m_1 p_0. \quad (2.2.24)$$

Когда величина $m_0 p_1^* / m_1 p_0$ сама больше единицы, условие (28) никак не ограничивает угол вылета. Возможны все углы вылета, от 0 до π .

Когда же $\frac{m_0 p_1^*}{m_1 p_0} < 1$, то углы, превосходящие

$$\vartheta_{1 \max} = \arcsin (m_0 p_1^* / m_1 p_0). \quad (2.2.25)$$

формулой (28) запрещены. Острый угол $\vartheta_{1 \max}$ называется предельным углом вылета.

Итак, угол вылета ϑ_1 частицы 1 в лабораторной системе отсчета меняется:

в пределах $(0, \pi)$, когда

$$p_0 < m_0 p_1^*/m_1 \text{ (или } w_0 \leq m_0 w_1^*/m_1); \quad (2.2.26)$$

в пределах $(0, \vartheta_{1\max})$, когда

$$p_0 \geq m_0 p_1^*/m_1 \text{ (или } w_0 \geq m_0 w_1^*/m_1). \quad (2.2.27)$$

Когда частица 0 покоится, ее продукты распада могут вылететь в любую сторону. При медленном движении частицы 0 это свойство сохраняется. Однако, начиная с некоторого импульса $P = m_0 p_1^*/m_1$ (с энергии $E = m_0 w_1^*/m_1$) картина меняется: все вторичные частицы летят только в переднюю полусферу. Предельный угол вылета равен 90° при $p_0 = P$ и затем с ростом p_0 становится все меньше; следовательно, суживается конус направлений вылета частицы 1. Даже те частицы, которые в системе покоя 0 вылетели назад, оказываются в лабораторной системе отсчета летящими вперед: частица 0 летит так стремительно (а частица 1 в системе покоя 0 движется назад так лениво), что в итоге остается только движение в переднюю полусферу. Надо помнить, что причина этого — перевес именно в скорости, а не в импульсе. Условие $w_0 \geq m_0 w_1^*/m_1$ переписывается в виде $\frac{w_0}{m_0} = w_1^*/m_1$ что равнозначно $\gamma_0 < \gamma_1^*$, что в свою очередь эквивалентно условию $v_0 < v_1^*$. Если скорость частицы 0 в лабораторной системе отсчета превышает скорость частицы 1 в системе покоя 0, то существует предельный угол вылета частицы 1. В частности, у самых быстрых частиц — фотонов и нейтрино — не бывает предельного угла вылета. Чем легче продукты распада, тем при больших импульсах первичной частицы появляется предельный угол вылета. Как бы ни была мала масса частицы 1 (отличная от нуля), всегда можно указать столь большую энергию w_0 , что при этой энергии частица 1, вылетевшая в системе покоя 0 назад, окажется в лабораторной системе летящей вперед (правда, с небольшой скоростью и с небольшим импульсом). В отличие от этого фотон, вылетевший назад, и в

лабораторной системе будет лететь назад (притом с той же скоростью, хоть и с меньшим импульсом). Если частица 0 распадается на две частицы разной массы, то с ростом энергии w_0 первым возникает предельный угол вылета у той частицы, какая потяжелее. Чем меньше энергосодержание T_0 , тем раньше (тем при меньших w_0) появляется предельный угол.

2.3 Интеграл состояний (фазовый объем)

Законы сохранения 4-импульса ограничивают собою область допустимых значений импульсов системы нескольких частиц. Примеры приведённые в предыдущей главе когда речь шла о распаде на две частицы. Кое-какие из этих приемов будут работать и в многочастотных системах, но отнюдь не всегда — многие задачи им будут не под силу.

Взамен этого предстоит овладеть другим, несравненно более мощным методом расчета распределений. В этом методе исходным является так называемый интеграл состояний. Отправляясь от него, можно предсказывать распределения любых — порою очень сложных — характеристик системы.

Говоря о состоянии системы n частиц, мы задаем 4-импульсы этих частиц. Пространство состояний у нас — это импульсное пространство. Элемент объема фазового пространства — это произведение 4-дифференциалов:

$$dS = d^4p_1 d^4p_2 \dots d^4p_n. \quad (2.3.1)$$

Интеграл состояний — это весь объем названного фазового пространства. Он не бесконечный: во-первых,, суммарный импульс системы n частиц фиксирован, это сразу отсекает от фазового пространства определенный кусок; во-вторых, даже у отдельной частицы ее вектор 4-импульса не может быть произвольно длинным, у реальной частицы его длина всегда равна ее массе ($p^2 = m^2$). Эти оговорки (требование помещать каждую частицу на ее «массовую поверхность», а все их вместе—на «энергетическую поверхность») вынуждают записывать элемент фазового

пространства не так, как выше, а чуть посложней. Обозначая суммарный 4-импульс системы n частиц через P_n , пишут:

$$dS = \prod_1^n d^4 \delta(p_i^2 - m_i^2) \delta(\sum_1^n p_i - P_n) \quad (2.3.2)$$

Теория элементарных частиц дает самое детальное в рамках статистического подхода описание состояний системы n частиц — вероятность пребывания системы в той или иной ячейке фазового пространства. Ее методы позволяют вычислять A — амплитуду пребывания в том или ином состоянии как функцию импульсов и проекций спинов частиц; квадрат амплитуды дает плотность вероятности пребывания системы в данной ячейке фазового пространства:

$$dS = \prod_1^n d^4 \delta(p_i^2 - m_i^2) \delta(\sum_1^n p_i - P_n) A^2 \quad (2.3.3)$$

Интеграл по массовой и энергетической поверхностям (по их пересечению) после надлежащей нормировки (умножения на заранее известные множители) дает полную вероятность ω распада на данные частицы или сечение процесса. Вероятность ω распада частицы 0 получается делением этого интеграла на

$$2m_0(2\pi)^{3n-4}. \quad (2.3.4)$$

Сечение взаимодействия частиц a и b с рождением системы n частиц получается делением интеграла на

$$4(2\pi)^{3n-4} \sqrt{(p_a p_b)^2 - m_a^2 m_b^2}. \quad (2.3.5)$$

Пусть размерность амплитуды в единицах импульса или массы есть $[A] = [m^a]$, тогда $[dw] = [m^{2a+(2n-4)}]$. Разделим dw на $m^{2a+2n-4}$, после этого фазовый объем станет безразмерной величиной. Выразим и энергии-импульсы начальных частиц в долях m . Тогда вероятность распада w приобретает размерность $[w] = [m^{-1}]$ а сечение — $[m^{-2}]$. Чтобы w получить в сек, надо вычисленное таким образом до умножить на $6,582 \cdot 10^{23}$. Чтобы получить ширину резонанса в МэВ, надо в величину $1/w$, имеющую размерность $[1/w] = [m]$, подставить $m = 140$ МэВ. Чтобы получить сечение в ферми²— 10^{-26} см², надо вычисленное сечение умножить на два.

Первоначальная теория Ферми позволяла сравнить между собой вероятности рождения разного числа частиц (статистические веса различных каналов реакции). Чтобы из нашей формулы (2) получить выражение Ферми, надо положить

$$A^2 = \left[\frac{4}{3} \pi \frac{\lambda}{m_\pi} \frac{m_a + m_b}{m_0} \right]^{n-1} f_{I,J} \prod_{k=1}^n 2m_k \quad (2.3.6)$$

где λ — подгоночный параметр ($\lambda=1$), а $f_{I,J}$ — фактор, дающий число различных изотопических и спиновых состояний с учетом тождественности возникающих частиц. При этом вероятность получается сразу из формулы (31) с нужной размерностью, и делить на (32) не нужно [19, 20].

Так становятся известными полные вероятности или полные сечения. Если же мы зафиксируем энергию w_1 одной из частиц и проинтегрируем по всем прочим переменным, мы сможем представить dS в виде $F(dw_1)w_1$ где $F(dw_1)$ — «площадь» сечения нашей «физической» части фазового пространства плоскостью w_1 . Это будет плотность вероятности иметь энергию w_1 (как функция w_1) или, выражаясь привычнее, спектр энергий частицы 1.

Это наводит на мысль о том, как получать распределения по любым физическим величинам, характеризующим систему n частиц. Если от переменных p_i перейти к каким-то другим величинам, среди которых была бы интересующая нас физическая величина (обозначим ее y), и проинтегрировать по всем прочим переменным, зафиксировав y , то результат интегрирования даст спектр величины y . А когда, скажем, нас интересует распределение сразу по двум переменным y и z , которые сами суть функции нескольких импульсов $p_i p_j \dots$, то надо провести замену переменных, включив в их число y и z , и опять заинтегрировать все ненужное. Мысль эта простая: запишем полную вероятность в виде интеграла по физической части фазового пространства, сделаем в нем по правилам интегрального исчисления замену переменных, расставим пределы и недоинтегрируем по нужным нам переменным — мы сразу получим искомое распределение.

Конечно, эту программу удастся проводить до конца лишь в не очень сложных системах. Не так-то просто бывает расставить пределы интегрирования, не всегда берутся и интегралы, многое зависит от нашей изобретательности.

Хотя в принципе вся изложенная процедура есть порождение квантовой теории поля и теории взаимодействий элементарных частиц, т. е. наук, изучающих динамику превращений, но с некоторых пор кинематика предъявила свои права на определенный класс подобных задач. Речь идет о свойствах систем с амплитудой рождения A , не зависящей от импульсов рожденных частиц. Представим себе систему n частиц, состояния которой с одинаковой вероятностью оказываются в любых одинаковых элементах объема физического пространства 4-импульсов.

В этих условиях вероятность тех или иных численных характеристик системы пропорциональна объему той области пространства импульсов, в которой наблюдаются такие характеристики. Расчет свойств подобных систем вошел в компетенцию кинематики. Подсчет вероятностей при этом сводится к вычислению фазовых объемов, механика – к геометрии. Идея этого восходит к Ферми, впервые предположившему, что вероятности многочастотных реакций пропорциональны фазовому объему соответствующих много частичных систем. Оказалось, что это предположение довольно хорошо отражает некоторые данные эксперимента.

Впоследствии гипотеза Ферми была усовершенствована: от фазового пространства 3-импульсов перешли к фазовому пространству 4-импульсов [21]. Это сразу сделало расчеты релятивистский инвариантными, а получаемые фазовые объемы — не зависящими от движения системы отсчета. Хотя первоначальный ареал статистической гипотезы Ферми сильно сократился, она, как правило, неплохо передает форму фона, на котором возникают новые частицы — резонансы [22, 23, 24]. В других же случаях расчеты по этой «статистической модели»*) много прикидочный характер.

Так или иначе, кинематика много преуспела в умении считать фазовые объемы.[25]

2.4 Поляризационная матрица плотности

С помощью спиновых функций можно описывать не любое поляризационное состояние частиц, а только полностью поляризованное (чистое) состояние.

Частично поляризованное состояние, являющееся некогерентной статистической смесью чистых состояний, описывается не спиновой функцией χ , а поляризационной матрицей плотности $\hat{\rho}$.

Поляризационная матрица плотности ρ для частиц со спином S является квадратной матрицей размерности $(2S+1) \cdot (2S+1)$, элементы которой определяются формулой

$$\rho_{\sigma\sigma'} = \langle \chi(\sigma) \chi^*(\sigma') \rangle_{\xi} \quad (2.4.1)$$

или в матричном виде

$$\hat{\rho} = \langle \chi \chi^+ \rangle_{\xi}, \quad (2.4.2)$$

где $\langle \rangle_{\xi}$ означает статистическое усреднение. В частности, для чистых состояний

$$\hat{\rho} = \chi \chi^+. \quad (2.4.3)$$

Поляризационная матрица плотности эрмитова

$$\hat{\rho}^+ = \hat{\rho}, \text{ то есть } \hat{\rho}_{\sigma\sigma'}^* = \hat{\rho}_{\sigma\sigma'}, \quad (2.4.4)$$

и нормирована условием

$$\text{Sp} \hat{\rho} = 1, \text{ то есть } \sum_{\sigma} \rho_{\sigma\sigma} = 1. \quad (2.4.5)$$

В силу условий (2.4.4) и (2.4.5) матрица плотности для частиц со спином S определяется $(2S+1)^2 - 1 = 4S(S+1)$ вещественными параметрами.

Среднее значение любого поляризационного оператора \hat{T} в состоянии, описываемом поляризационной матрицей плотности $\hat{\rho}$, вычисляется по формуле

$$\langle \hat{T} \rangle = Sp \{ \hat{T} \hat{\rho} \} = Sp \{ \hat{\rho} \hat{T} \}. \quad (2.4.6)$$

Отметим также следующее свойство матрицы плотности

$$Sp \{ \hat{\rho}^2 \} \leq 1, \quad (2.4.7)$$

где знак равенства относится только к чистым состояниям, для которых

$$\hat{\rho}^2 = \hat{\rho}. \quad (2.4.8)$$

Матрица плотности $\hat{\rho}$ может быть разложена по поляризационным операторам $\hat{T}_{LM}(S)$, то есть записана в виде

$$\hat{\rho} = \sum_{L=0}^{2S} \sum_{M=-L}^L (-1)^M t_{L,-M} \hat{T}_{L,M}(S). \quad (2.4.9)$$

Величины $t_{L,M}$ носят название поляризационных моментов. Они представляют собой средние значения поляризационных операторов $\hat{T}_{L,M}(S)$ в состоянии, описываемом матрицей плотности $\hat{\rho}$:

$$t_{L,M} = \langle \hat{T}_{L,M}(S) \rangle = Sp \{ \hat{\rho} \hat{T}_{L,M}(S) \}. \quad (2.4.10)$$

Поляризационные моменты $t_{L,M}$ связаны с элементами матрицы плотности соотношениями

$$t_{L,M} = \sqrt{\frac{2L+1}{2S+1}} \sum_{\sigma, \sigma'=-S}^S C_{S,\sigma,L,M}^{S\sigma'} \rho_{\sigma\sigma'}, \quad (2.4.11)$$

$$\rho_{\sigma\sigma'} = \sum_{L,M} \sqrt{\frac{2L+1}{2S+1}} C_{S,\sigma,L,M}^{S\sigma'} t_{L,M}. \quad (2.4.12)$$

2.5 Поляризационные операторы

При описании поляризационного, то есть спинового состояния частиц широко используются так называемые поляризационные операторы. Поляризационными операторами $\hat{T}_{LM}(S)$ (где $M = -L, -L+1, \dots, L-1, L$, а $L = 0, 1, \dots, 2S$, L и M - целые числа) называются матрицы, которые действуют на спиновые функции, имеют размерность $(2S+1) \cdot (2S+1)$ и преобразуются при поворотах системы координат по представлению то есть являются неприводимыми тензорами ранга L . Для того чтобы $\hat{T}_{LM}(S)$ при поворотах

системы координат преобразовывались должным образом, необходимо, чтобы они удовлетворяли следующим коммутационным соотношениям с циклическими компонентами спина $\hat{S}_\mu (\mu \pm 1, 0)$:

$$[\hat{S}_\mu, \hat{T}_{L,M}(S)] = \sqrt{L(L+1)} C_{L,M,1,\mu}^{L,M+\mu} \hat{T}_{L,M+\mu}. \quad (2.5.1)$$

Нормировку поляризационных операторов выберем так, чтобы

$$Sp \left\{ \hat{T}_{L,M}^+(S) \hat{T}_{L',M'}(S) \right\} = \delta_{L,L'} \delta_{M,M'}, \quad (2.5.2)$$

а фазовые множители —

$$\hat{T}_{L,M}^+(S) = (-1)^M \hat{T}_{L,-M}(S) \quad (2.5.3)$$

Условия (2.5.1) — (2.5.3) однозначно определяют вид поляризационных операторов. Совокупность поляризационных операторов $\hat{T}_{L,M}(S)$ при $-L \leq M \leq L$, $0 \leq L \leq 2S$ образует полную систему, состоящую из

$$\sum_{L=0}^{2S} (2L+1) = (2S+1)^2 \quad (2.5.4)$$

линейно независимых квадратных матриц размерности $(2S+1) \cdot (2S+1)$.

Явный вид

Поляризационные операторы $\hat{T}_{L,M}(S)$ могут быть построены из произведений спиновых матриц по формуле

$$\hat{T}_{L,M}(S) = N_L(S) (\hat{S} \cdot \mathbf{v})^L \{ r^L Y_{L,M}(\vartheta, \varphi) \}, \quad (2.5.5)$$

где \hat{S} — оператор спина, $N_L(S)$ — нормировочный множитель

$$N_L(S) = \frac{2^L}{L!} \left[\frac{4\pi(2S-1)!}{(2S+L+1)} \right]^{1/2}. \quad (2.5.6)$$

Заметим, что величины $\hat{T}_{L,M}(S)$ не зависят от \mathbf{r} , хотя вектор \mathbf{r} и фигурирует в правой части формулы (4). Операторы $\hat{T}_{L,M}(S)$ могут быть выражены через базисные спиновые функции $\chi_{S,m}$:

$$\hat{T}_{L,M}(S) = \sqrt{\frac{2L+1}{2S+1}} \sum_{m,m'} C_{S,m,L,M}^{S,m'} \chi_{S,m'} \chi_{S,m}^+ \quad (2.5.7)$$

Обратное разложение имеет вид

$$\chi_{S,m'} \chi_{S,m'}^+ = \sum_L \sqrt{\frac{2L+1}{2S+1}} C_{S,m,L,M}^{S,m'} \hat{T}_{L,M}(S). \quad (2.5.8)$$

Явный вид матриц $\hat{T}_{L,M}(S)$ зависит от выбора представления для спиновых функций. В частности, в представлении циклического базиса матричные элементы $\hat{T}_{L,M}(S)$ даются формулой

$$[\hat{T}_{L,M}(S)]_{\sigma',\sigma} = \sqrt{\frac{2L+1}{2S+1}} C_{S,\sigma,L,M}^{S,\sigma'}, \quad (\sigma, \sigma' = -S, -S+1, \dots, S). \quad (2.5.9)$$

2.6 Оператор спинового момента

Оператор спинового момента частицы \hat{S} принято представлять в виде трех (по числу компонент вектора \hat{S}) квадратных матриц размерности $(2S+1)(2S+1)$, где S — значение спина частицы. Эти матрицы действуют на спиновые функции и удовлетворяют между собой тем же коммутационным соотношениям, что и компоненты оператора полного углового момента. Оператор спина \hat{S} является эрмитовским оператором

$$\hat{S}^+ = \hat{S}. \quad (2.6.1)$$

Для декартовых компонент оператора \hat{S} условие эрмитовости (2.6.1) имеет вид

$$(\hat{S}_i)^+, \quad (i = x, y, z) \quad (2.6.2)$$

а для циклических компонент

$$(\hat{S}_\mu)^+ = (-1)^\mu \hat{S}_{-\mu}, \quad (\mu = \pm 1, 0). \quad (2.6.3)$$

Поведение оператора \hat{S} при комплексном сопряжении зависит от представления, в котором он записывается. Собственными функциями операторов \hat{S}^2 и \hat{S}_z являются спиновые функции χ_{S_m} , зависящие от спиновой переменной a , имеющие $(2S+1)$ компоненту и описывающие поляризационное состояние частицы.

Явный вид

Циклические компоненты оператора спина \hat{S} могут быть выражены через базисные спиновые функции χ_{S_m} по формуле

$$\hat{S}_\mu = \sqrt{S(S+1)} \sum_{m,m'} C_{S,m,1,\mu}^{S,m'} \chi_{Sm'} \chi_{Sm}^+, (\mu = \pm 1, 0). \quad (2.6.4)$$

Декартовы компоненты оператора спина 8 могут быть получены из (2.6.4) с помощью соотношений

$$\hat{S}_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{S}_{-1} - \hat{S}_{+1}), \quad \hat{S}_y = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{S}_{-1} + \hat{S}_{+1}), \quad \hat{S}_z = \hat{S}_0. \quad (2.6.5)$$

Формулы (2.6.4) и (2.6.5) не зависят от выбора представления для спиновых функций, а явный вид спиновых матриц зависит от него. В случае произвольного спина \hat{S} проще всего написать явный вид спиновых матриц в представлении циклического базиса. В этом представлении базисные спиновые функции χ_{Sm} имеют вид

$$\chi_{Sm}(\sigma) \delta_{m,\sigma}, (m, \sigma = -S, -S+1, \dots, S-1, S), \quad (2.6.6)$$

а матричные элементы спиновых матриц даются формулой

$$(\hat{S}_\mu)_{\sigma'\sigma} = \sqrt{S(S+1)} C_{S,\sigma,1,\mu}^{S,\sigma'}, (\sigma, \sigma' = -S, -S+1, \dots, S-1, S). \quad (2.6.7)$$

При этом расположение элементов в матрицах соответствует следующей нумерации строк и столбцов:

$$A = \begin{pmatrix} A_{S,S} & \cdot & A_{S,-S} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ A_{-S,S} & \cdot & A_{-S,-S} \end{pmatrix} \quad (2.6.8)$$

3

3.1 Решение систему кинематических уравнений

Запишем систему кинематических уравнений:

$$E_\gamma + M = E_b + E_\pi + E_p$$

$$\mathbf{p}_\gamma = \mathbf{p}_b + \mathbf{p}_p + \mathbf{p}_\pi$$

Где $E_\gamma = \mathbf{p}_\gamma$ - импульс и энергия налетающего фотона; M - масса мишени; E_b, \mathbf{p}_p - энергия и импульс остаточного ядра; E_π, \mathbf{p}_π - энергия и импульс пиона; E_p, \mathbf{p}_p - энергия и импульс протона.

Введем $E_0 = E_b + E_\pi$.

Где E_0 - энергия системы остаточного ядра и пиона.

Система кинематических уравнений будет выглядеть так:

$$E_\gamma + M - E_p = E_0 = E_b + E_\pi$$

$$\mathbf{p}_\gamma - \mathbf{p}_p = \mathbf{p}_b + \mathbf{p}_\pi = \mathbf{p}_0$$

Импульс этой системы выглядит

$$p_0 = \sqrt{p_\gamma^2 + p_p^2 - 2E_\gamma p_p \cos \vartheta_{\gamma p}}$$

$\vartheta_{\gamma p}$ - угол между фотоном и протоном.

Найдем массу 0 системы частиц:

$$m_0 = \sqrt{E_0^2 - p_0^2}$$

Из формул (25, 26, 27) можно найти импульс и энергию пиона

$$p_\pi = \frac{m_0 E_\pi^* p_0 \cos \vartheta_{\pi 0} \pm E_0 R_\pi^2}{E_0^2 - p_0^2 \cos^2 \vartheta_{\pi 0}}$$

$$E_\pi = \frac{m_0 E_\pi^* E_0 \pm p_0 \cos \vartheta_{\pi 0} R_\pi^2}{E_0^2 - p_0^2 \cos^2 \vartheta_{\pi 0}}$$

$$R_\pi^4 = m_0^2 p_\pi^{*2} - m_\pi^2 p_0^2 \sin^2 \vartheta_{\pi 0}$$

$$\cos \vartheta_{\pi 0} = \frac{E_\gamma \cos \vartheta_{\gamma \pi} - p_p \cos \vartheta_{p \pi}}{p_0}$$

$$\vartheta_{p \pi} = \vartheta_{\gamma p} + \vartheta_{\gamma \pi}$$

Где $\vartheta_{\gamma p}$ - угол между гамма и протоном, $\vartheta_{\gamma \pi}$ - угол между гамма и пионом.

Найдем импульс и энергию пиона в системе покоя 0 частицы по формуле (22, 23):

$$p_\pi^* = \frac{\sqrt{(m_0^2 + m_\pi^2 - m_b^2)^2 - 4m_0^2 m_\pi^2}}{2m_0}$$

$$E_\pi^* = \frac{m_0^2 + m_\pi^2 - m_b^2}{2m_0}$$

p_π^*, E_π^* - импульс и энергия пиона в системе покоя 0

3.2 Получение аналитического выражение для дифференциального распределения фазового объема

Для данной реакции формула фазового объема выглядит так

$$dW = \delta^4(\mathbf{p}_\gamma - \mathbf{p}_\pi - \mathbf{p}_p - \mathbf{p}_b) \delta(E_\gamma + M - E_\pi - E_p - E_b) d^4 p_\pi d^4 p_p d^4 p_b$$

Из четырех компонент каждого импульса независимые являются только три, а четвертая определяется ими однозначно. Иными словами, δ -функция $\delta(\mathbf{p}_\gamma - \mathbf{p}_\pi - \mathbf{p}_p - \mathbf{p}_b)$ можно убрать проинтегрировав по четвертой компоненте.

Делая это интегрирование, воспользуемся известным свойством δ -функция:

$$\int dx f(x) \delta(\Omega(x)) = \sum_s \frac{f(x_s)}{|\gamma \Omega'(x_s)|}.$$

Где x_s - имеющие физический смысл корни уравнения $\Omega(x) = 0$.

Это приведет к

$$dW = \delta^3(\mathbf{p}_\gamma - \mathbf{p}_\pi - \mathbf{p}_p - \mathbf{p}_b) \delta(E_\gamma + M - E_\pi - E_p - E_b) \frac{d^3 p_\pi}{2E_\pi} \frac{d^3 p_p}{2E_p} \frac{d^3 p_b}{2E_b}$$

Запишем элемент фазового объема в виде $d^3 p_\pi = p_\pi^2 dp_\pi d\Omega_\pi$,
 $d^3 p_p = p_p E_p dE_p d\Omega_p$.

Где $d\Omega_\pi$ и $d\Omega_p$ - Телесный угол пиона и протона.

Выражение для дифференциального распределения фазового объема применит вид

$$\frac{dw(E_\gamma)}{dE_p d\Omega_p d\Omega_\pi} = \int dp_\pi \frac{1}{6E_\pi E_b E_p} \delta(E_\gamma + M - E_\pi - E_b - E_p) p_\pi^2 p_p E_p$$

Проинтегрируем и получим конечную формула фазового объема для реакции

$$\frac{dw(E_\gamma)}{dE_p d\Omega_p d\Omega_\pi} = \frac{p_\pi^3 p_p E_p}{6E_\pi} \frac{1}{[E_\pi \mathbf{p}_b \mathbf{p}_\pi - p_\pi^2 E_b]}$$

3.3 График зависимости фазового распределения реакции $\gamma + A \rightarrow B + p + \pi^+$ от кинетической энергии протона T_p .

Исходные данные:

$E_\gamma=300, 400$ МэВ; $M=14895$ МэВ; $m_p=938$ МэВ; $m_\pi=140$ МэВ;
 $m_b=13970$ МэВ; $\vartheta_{\gamma p}=20^0$; $\vartheta_{\gamma \pi}=120^0$.

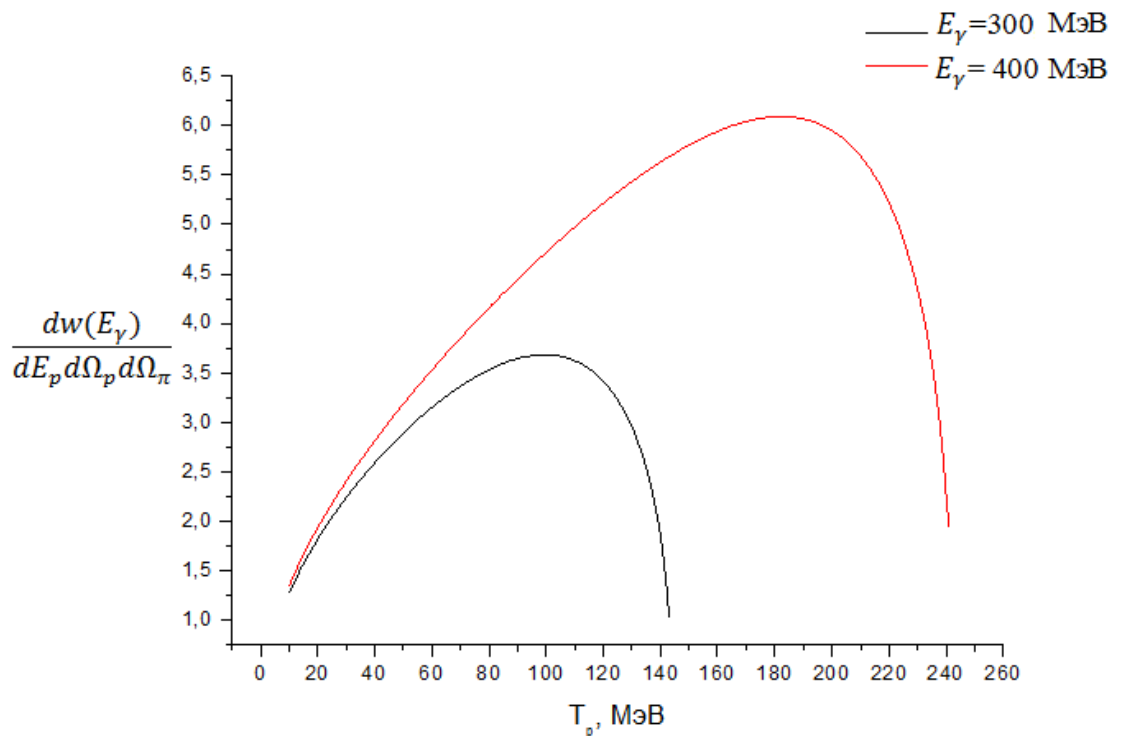


Рисунок 3.3.1 – Зависимость фазо-бъемного распределения реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+ p) ^{15}\text{O}$ от кинетической энергии протона T_p .

Из Рис. 3.3.1 видно, что при реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+ p) ^{15}\text{O}$ с энергии фотона 300 и 400МэВ максимальная кинетическая энергия для протона равна 145 и 240 МэВ. Также график показывает, что реакция $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+ p) ^{15}\text{O}$ произойдет с наибольшей вероятностью при кинетической энергии протона 110 и 185 МэВ при энергиями фотона 300 и 400МэВ.

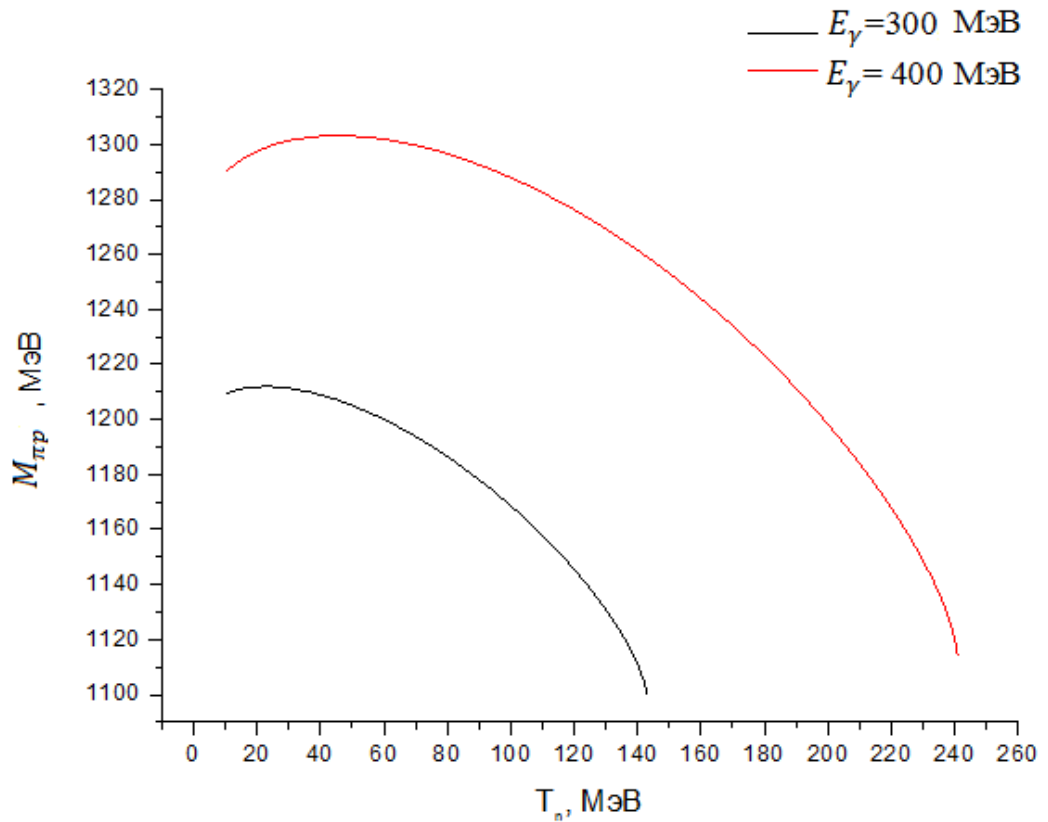


Рисунок 3.3.2 – Зависимости инвариантной массы системы пиона и протона в реакции $^{16}\text{O} (\gamma, \pi^- p) ^{15}\text{O}$ от кинетической энергии протона

$$M_{\pi p}^2 = (E_\pi + E_p)^2 - (\mathbf{p}_\pi + \mathbf{p}_p)^2$$

Дельта изобара имеет массу $m_\Delta = 1232$ МэВ с порогом значений 110-120 МэВ. Из Рис. 3.3.2 видно, что дельта изобара может образоваться при энергией фотона равной 300 МэВ с малыми энергиями протона 20 - 70 МэВ, а при энергии фотона 400 МэВ образование дельта изобары на всем промежутке энергий протона 20 - 240 МэВ.

3.4 Определение поляризационных моментов

Для определение поляризационных моментов воспользуемся формулой:

$$t_{L,M} = \langle \hat{T}_{L,M}(S) \rangle = Sp \{ \hat{\rho} \hat{T}_{L,M}(S) \}, \quad (2.4.10)$$

где $\hat{\rho}$ - поляризационная матрица плотности.

$\hat{T}_{L,M}(S)$ можно найти с помощью формулы

$$\hat{T}_{L,M}(S) = N_L(S) (\hat{S} \cdot \nabla)^L \{ r^L Y_{L,M}(\vartheta, \varphi) \}, \quad (2.5.5)$$

где

$$N_L(S) = \frac{2^L}{L!} \left[\frac{4\pi(2S-1)!}{(2S+L+1)} \right]^{1/2}. \quad (2.5.6)$$

Так как дельта изобара поляризованная частица и имеет спин 3/2, то

$$S = \frac{3}{2} \quad (2.5.7)$$

а $L = 0, 1, \dots, 2S$, то

$$L = 0, 1, 2, 3 \quad (2.5.8)$$

Из ходя из (2.5.6) - (2.5.8) получим

$$N_1(s) = 2 \left[\frac{\pi}{(s+1)(2s+1)s} \right]^{\frac{1}{2}} = 2\sqrt{\frac{\pi}{15}}, \quad (2.5.9)$$

$$N_2(s) = \left[\frac{4\pi}{(2s+3)(s+1)(2s+1)s(2s-1)} \right]^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{2\pi}{15}}, \quad (2.5.10)$$

$$N_3(s) = \frac{2}{3} \left[\frac{\pi}{(s+2)(2s+3)(s+1)(2s+1)s(2s-1)(s-1)} \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{105}}. \quad (2.5.11)$$

Выпользовавший формулой

$$\nabla \{ r^L Y_{LM}(\theta, \varphi) \} = \sqrt{L(2L+1)} r^{L-1} \vec{Y}_{LM}^{L-1}(\theta, \varphi) \quad (2...)$$

можно раскрыть

$$(\hat{S} \cdot \nabla)^L \{ r^L Y_{L,M}(\vartheta, \varphi) \}. \quad (2.5.12)$$

Из предыдущего условия получаем

$$(\hat{S} \cdot \nabla) \{r Y_{1M}(\theta, \varphi)\} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \hat{S}_M \quad (2.5.13)$$

$$(\hat{S} \cdot \nabla)^2 \{r^2 Y_{2M}(\theta, \varphi)\} = \sqrt{\frac{30}{4\pi}} \sum_{\nu k} C_{1\nu 1k}^{2M} \hat{S}_k \hat{S}_\nu \quad (2.5.14)$$

$$(\hat{S} \cdot \nabla)^3 (r^3 Y_{3M}(\theta, \varphi)) = \sqrt{\frac{315}{2\pi}} \sum_{\sigma, l, k} C_{2, M-\sigma, 1, \sigma}^{3, M} C_{1, l, 1, k}^{2, M-\sigma} \hat{S}_\sigma \hat{S}_k \hat{S}_l. \quad (2.5.15)$$

Теперь подставляем все в (2.5.5) и получаем

$$\hat{T}_{0,0} = \frac{1}{\sqrt{2\sigma+1}} I, \quad \hat{T}_{1M} = 2\sqrt{3} \left[\frac{(2\sigma-1)!}{(2\sigma+2)!} \right]^{\frac{1}{2}} \hat{S}_M, \quad (2.5.16)$$

$$\hat{T}_{2,M} = 2\sqrt{30} \sqrt{\frac{(2s-2)!}{(2s+3)!}} \sum_{\mu, \nu} C_{1, \mu, 1, \nu}^{2, M} \hat{S}_\mu \hat{S}_\nu, \quad (2.5.17)$$

$$\hat{T}_{3M} = 4\sqrt{70} \sqrt{\frac{(2s-3)!}{(2s+4)!}} \sum_{\lambda, \mu, \nu} C_{2, M-\lambda, 1, \lambda}^{3, M} C_{1, \mu, 1, \nu}^{2, M-\lambda} \hat{S}_\lambda \hat{S}_\mu \hat{S}_\nu. \quad (2.5.18)$$

Матричные элементы оператора \hat{S} для спина s в представлении циклического базиса равны

$$(\hat{S}_\mu)_{\nu, \nu'} = \sqrt{\sigma(\sigma+1)} C_{\sigma, \nu, 1, \mu}^{\sigma, \nu'}, \quad (\nu, \nu' = -\sigma, \dots, +\sigma) \text{ или} \quad (2.6.7)$$

$$(\hat{S}_\mu) = \frac{\sqrt{15}}{2} \begin{pmatrix} C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} & C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} & C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} & C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} \\ C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} & C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} & C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} & C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} \\ C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} & C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} & C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} & C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} \\ C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} & C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} & C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} & C_{\frac{3}{2} \frac{3}{2} 1\mu}^{\frac{3}{2} \frac{3}{2}} \end{pmatrix} \quad (2.6.8)$$

И будет записывается как,

$$(\hat{S}_{-1}) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{\frac{3}{2}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}} & 0 \end{pmatrix}, (\hat{S}_0) = \begin{pmatrix} \frac{3}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{3}{2} \end{pmatrix}, (\hat{S}_1) = \begin{pmatrix} 0 & -\sqrt{\frac{3}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\sqrt{3}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\sqrt{\frac{3}{2}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.6.9)$$

Для определение численного значение поляризационных моментов удобно воспользоваться компьютерными методами математического моделирования.

3.5 Графики и вывод

Влияние эффективной поляризации изобары Δ^{++} , образованной в ядре в результате виртуального перехода $pp \rightarrow \Delta^{++}n$, на величину поперечного сечения оценим на примере реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+ p)^{15}\text{C}$. На рис. 2 приведена зависимость поляризационных моментов $t_{2,0}$ и $t_{2,2}$ от импульса p_B остаточного ядра ^{15}C . В рамках модели реакции, представленной диаграммой на рис. 1, импульсы остаточного ядра и Δ -изобары равны и противоположно направлены:

$$p_B = -p_{\Delta}.$$

При вычислении поляризационной матрицы плотности (3), согласно [18, 19], считалось, что система $\Delta^{++}n$, включающая Δ -изобару и нейтрон, находится в состоянии $J = 0, T = 1, l = s = 2$.

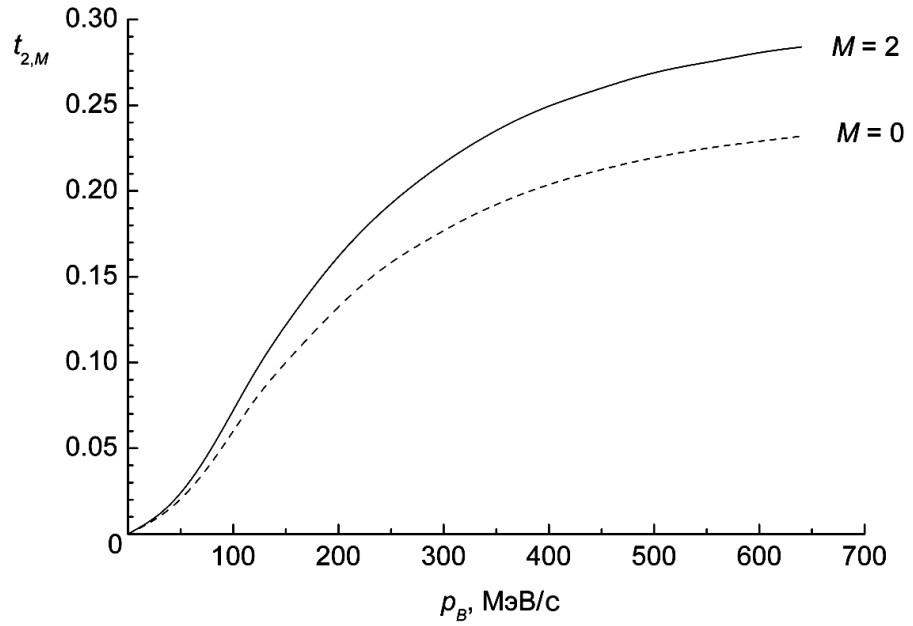


Рис. 2. Зависимость поляризационных моментов $t_{2,M}$ от импульса p_B остаточного ядра ^{15}C в реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+ p)^{15}\text{C}$

Вычисления выполнены при следующих кинематических условиях: импульс фотона $p_\gamma = 450$ МэВ/с направлен вдоль оси z , полярный θ_B и азимутальный ϕ_B углы вылета остаточного ядра ^{15}C в ЛС, а также полярный θ_π^* и азимутальный углы вылета пиона в с.ц.м. p π^+ -пары равны 90° . В такой кинематической ситуации импульсы всех участвующих в реакции частиц расположены в одной плоскости. В данной кинематической области в общем поляризационные комплексные моменты $t_{L,M}$ имеют нулевые мнимые части. Равны нулю и поляризационные моменты $t_{2,\pm 1}$. Моменты с отрицательными значениями M выражаются через комплексно-сопряженные поляризационные моменты [17]:

$$t_{L,-M} = (-1)^M t_{L,M}^* . \quad ()$$

Как видно из рис. 2, эффективная поляризация изобары Δ^{++} в реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+ p)^{15}\text{C}$ равна нулю при нулевом импульсе, переданном остаточному ядру, и быстро растет с увеличением переданного импульса.

На рис. 3 приведена зависимость квадрата модуля амплитуды $t_{\gamma\Delta}$ от угла поворота $\phi_{\pi p}$ плоскости, образованной импульсами пиона p_π и протона p_p , вокруг суммарного их импульса $p_\pi + p_p$ при $p_B = 300$ МэВ/с, $\theta_B = \phi_B = \theta_\pi^* =$

90°. При таком повороте энергия частиц не изменяется, постоянны и поляризационные моменты $t_{2,M}$. Кинематика компланарная при углах поворота $\phi_{\pi p}$ равных 0 и 180°. Сплошная кривая на рис. 3 – результат вычисления с поляризационной матрицей плотности (10), а при вычислении данных, представленных штриховой кривой, считалось что виртуальная изобара Δ^{++} не поляризована:

$$\rho = \frac{1}{2\sigma_{\Delta} + 1} I. \quad (11)$$

Как видно, эффективная поляризация изобары Δ^{++} в реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+ p)^{15}\text{C}$ приводит к значительному изменению угловой зависимости квадрата модуля амплитуды $t_{\gamma\Delta}$.

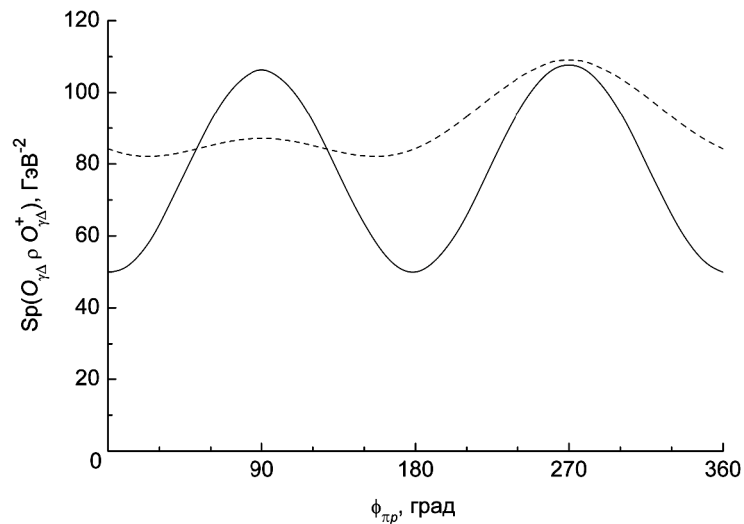


Рис. 3. Зависимость квадрата модуля амплитуды $t_{\gamma\Delta}$, усредненного по поляризационным состояниям фотона, от угла поворота $\phi_{\pi p}$ плоскости, образованной импульсами пиона p_{π} и протона p_p , вокруг суммарного их импульса $p_{\pi} + p_p$. Сплошная и штриховая кривые – использовались соответственно выражения (10) и (11) для поляризационной матрицы плотности ρ .

Расчетные данные, приведенные на рис. 3, усреднены по поляризационным состояниям фотона. Для выяснения механизма влияния эффективной поляризации изобары на амплитуду $t_{\gamma\Delta}$ нарис. 4 приведены угловые зависимости квадрата модуля амплитуды $t_{\gamma\Delta}$ для двух ориентаций

вектора поляризации фотона ε . Кривые, помеченные цифрами (1, 1') и (2, 2'), получены с вектором поляризации фотона ε соответственно перпендикулярным и параллельным плоскости, образованной импульсами фотона p_γ и остаточного ядра p_V . Как видно, влияние эффективной поляризации изобары Δ^{++} в реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+ p)^{15}\text{C}$ состоит в существенном подавлении вероятности образования $\pi^+ p$ -пар при векторе поляризации фотона ε , параллельном плоскости, образованной импульсами p_γ и p_V .

Экспериментальное исследование поляризационных эффектов взаимодействия фотона с изобарой Δ^{++} путем измерения сечения реакции $A(\gamma, \pi^+ p)V$ следует проводить в кинематической области, где доминирует прямой механизм образования $\pi^+ p$ -пар, соответствующий диаграмме на рис. 1. Эту область можно ограничить следующим образом: $450 \text{ МэВ} \leq E_\gamma \leq 600 \text{ МэВ}$, $p_V > 300 \text{ МэВ/с}$, $p_p > 500 \text{ МэВ/с}$; $\theta_\pi > 90^\circ$ и $\theta_p < 90^\circ$. Эти ограничения уменьшают вклад в сечение реакции обменных механизмов образования $\pi^+ p$ -пар [20], а также процессов, в которых образование пиона происходит при взаимодействии фотона с протонами ядра: $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ и $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ с последующим зарядово-обменным пере рассеянием $n \rightarrow p$ или $\pi^0 \rightarrow \pi^+$. Наиболее информативными будут результаты эксперимента, выполненного на поперечно-поляризованном пучке фотонов.

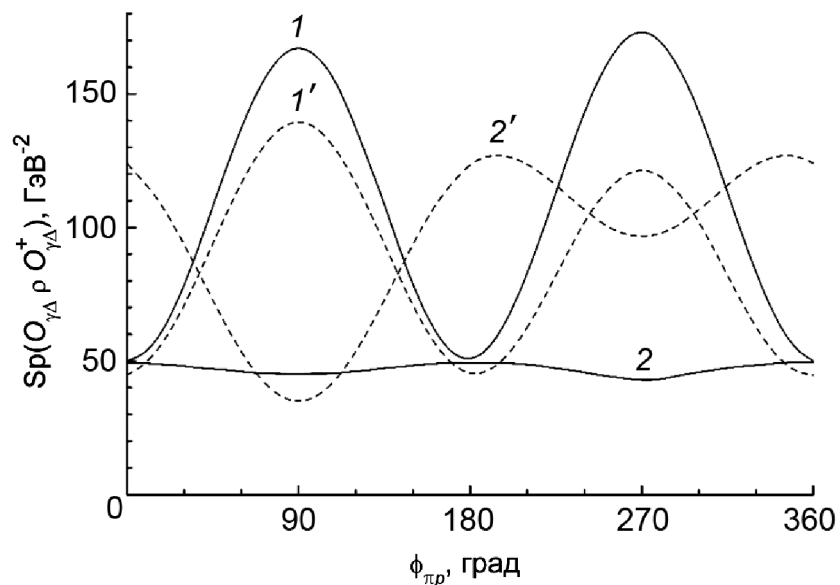


Рис. 4. Зависимость квадрата модуля амплитуды $t\gamma\Delta$ от угла поворота флр плоскости, образованной импульсами пиона $p\pi$ и протона pp , вокруг суммарного их импульса $p\pi + pp$. Кривые (1, 1') и (2, 2') – вектор поляризации фотона ϵ соответственно перпендикулярен и параллелен плоскости, образованной импульсами фотона $p\gamma$ и остаточного ядра pB . Обозначение сплошных и штриховых кривых такое же, как на рис. 3

3.6 Заключение

Рассмотрены проявления эффективной поляризации изобары Δ^{++} , образованной в ядре при виртуальном переходе $pp \rightarrow \Delta^{++}n$, в реакции $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^+ p)^{15}\text{C}$. Анализ выполнен в рамках ΔN корреляционной модели, в которой учитывается динамическая взаимосвязь изобары и нуклона системы $\Delta^{++}n$. Эффективная поляризация изобары квадрупольная, равна нулю при нулевом импульсе остаточного ядра и быстро растет с увеличением переданного импульса. Наиболее существенное влияние эффективной поляризации изобары состоит в значительном подавлении фотообразования $\pi^+ p$ -пар при векторе поляризации фотона, параллельном плоскости, образованной импульсами фотона и остаточного ядра.

4 ФИНАНСОВЫЙ МЕНЕДЖМЕНТ,

4.1 РЕСУРСОЭФФЕКТИВНОСТЬ И РЕСУРСОСБЕРЕЖЕНИЕ

Перспективность научного исследования в наше время трактуется больше не столько масштабами открытия, оценить которые крайне затруднительно на первых этапах внедрения высокотехнологичного продукта, сколько коммерческой ценностью разработки. Оценка данной коммерческой ценности (потенциала) разработки является необходимым условием при поиске источников финансирования для проведения самого научного исследования и последующей коммерциализации его результатов. Данное важно для разработчиков, которые должны представлять состояние и перспективы проводимых научных исследований. Через такую оценку ученый может найти партнера для дальнейшего проведения научного исследования, коммерциализации результатов и даже открытия бизнеса.

Целью данной главы является расчет затрат, необходимых для проведения данной выпускной квалификационной работы.

4.2 Планирование научно-исследовательских работ

4.2.1 Структура работ в рамках исследования

Планирование комплекса предполагаемых работ осуществляется в следующем порядке:

- определение структуры работ в рамках научного исследования;
- определение участников каждой работы;
- установление продолжительности работ;
- построение графика проведения научных исследований.

Для выполнения научных исследований формируется рабочая группа, в состав которой могут входить научные сотрудники и преподаватели, инженеры, техники и лаборанты, численность групп может варьироваться. По каждому виду запланированных работ устанавливается соответствующая должность исполнителей.

Для осуществления планирования работ был составлен перечень основных этапов, содержание работы и проведено распределение исполнителей по каждому виду работ. Результат перечня этапов, работы и исполнителей представлен в таблице 4.2.1.

Таблица 4.2.1 – Перечень этапов, работ и распределение исполнителей.

Основные этапы	№ раб	Содержание работ	Должность исполнителя
Разработка технического задания	1	Составление и утверждение технического задания	Научный руководитель
Выбор направления исследований	2	Подбор и изучение материалов по теме	Научный руководитель Студент
	3	Выбор направления исследования	Научный руководитель
	4	Календарное планирование работ по теме	Научный руководитель
Теоретические и экспериментальные исследования	5	Проведение теоретических расчетов и обоснований	Научный руководитель Студент
	6	Математическое моделирование	Научный руководитель Студент
	7	Проверка математического моделирование	Научный руководитель Студент
	8	Анализ полученных результатов	Научный руководитель Студент
Оформление отчета по НИР(комплекта документации по ОКР)	9	Выполнение дипломной работы	Студент

4.2.2 Определение трудоемкости выполнения работ

Основную стоимость научно-исследовательских работ обычно составляют трудовые затраты, поэтому их оценка крайне важна. Определение трудоемкости работы имеет необходимость для каждого участника в научном исследовании.

Для определения трудоемкости выполнения научной работы, применяется экспертный путь в человеко-днях. Трудоемкость зависит от множества трудно учитываемых факторов, поэтому значение трудоемкости обладает вероятностным характером. Для оценки среднего значения трудоемкости $t_{ожі}$ используется формула:

$$t_{ожі} = \frac{3t_{mini} + 2t_{maxi}}{5}, \quad (2.2.1)$$

где $t_{ожі}$ – ожидаемая трудоемкость выполнения i -ой работы чел.-дн;

t_{mini} – минимально возможная трудоемкость выполнения заданной i -ой работы чел.-дн;

t_{maxi} – максимально возможная трудоемкость выполнения заданной i -ой работы чел.-дн.

Например:

Трудоемкость выполнения работы для научного руководителя:

$$t_{ожі} = \frac{3 \cdot 1 + 2 \cdot 4}{5} = 2,2 \text{ чел. – дн.} \quad (2.2.2)$$

Трудоемкость выполнения работы для инженера:

$$t_{ожі} = \frac{3 \cdot 3 + 2 \cdot 7}{5} = 4,6 \text{ чел. – дн.} \quad (2.2.3)$$

Трудоемкость выполнения работы для студента:

$$t_{ожі} = \frac{3 \cdot 6 + 2 \cdot 10}{5} = 7,6 \text{ чел. – дн.} \quad (2.2.4)$$

После получения среднего значения трудоемкости, можно определить продолжительность для каждой работы T_p в рабочих днях. При расчете значения продолжительности, учитывается параллельность выполнения работы несколькими исполнителями. Для определения продолжительности используется выражение:

$$T_{pi} = \frac{t_{ожі}}{Ч_i}, \quad (2.2.5)$$

где T_{pi} – продолжительность одной работы, раб. дн.;

$t_{ожі}$ – средняя трудоемкость выполнения одной работы, чел.-дн.

$Ч_i$ – численность исполнителей, выполняющих одновременно одну и ту же работу на данном этапе, чел.

Например:

продолжительность работы выполнения научного исследования для научного руководителя:

$$T_{pi} = \frac{2,2}{3} = 0,73 \text{ раб. дн.} \quad (2.2.6)$$

Продолжительность работы выполнения научного исследования для инженера:

$$T_{pi} = \frac{4,6}{3} = 1,53 \text{ раб. дн.} \quad (2.2.7)$$

Продолжительность работы выполнения научного исследования для студента:

$$T_{pi} = \frac{7,6}{3} = 2,53 \text{ раб. дн.} \quad (2.2.8)$$

4.2.3 Разработка графика проведения научного исследования

Для выполнения научного исследования вовремя и упорядочено, наиболее удобным и эффективным является создание плана по теме работы, разделение работы на некоторые части. Для этого строится специальный ленточный график проведения работ в форме диаграммы Ганта.

При построении графика, длительность каждого этапа работы из рабочих дней требуется перевести в календарные дни. Для определения длительности в календарные дни используется формула:

$$T_{ki} = T_{pi} \cdot k_{\text{кал}}, \quad (2.3.1)$$

где T_{ki} – продолжительность выполнения i -ой работы в календарных днях;

T_{pi} – продолжительность выполнения i -ой работы в рабочих днях;

$k_{кал}$ – коэффициент календарности.

Коэффициент календарности определяется по формуле:

$$k_{кал} = \frac{T_{кал}}{T_{кал} - T_{вых} - T_{пр}}, \quad (2.3.2)$$

где $T_{кал}$ – количество календарных дней в году;

$T_{вых}$ – количество выходных дней в году;

$T_{пр}$ – количество праздничных дней в году.

Таким образом, коэффициент календарности равен:

$$k_{кал} = \frac{365}{365 - 118} = 1,47 \quad (2.3.3)$$

Рассчитанные значения в календарных днях по каждому этапу работы T_{ki} представлены в таблице 2.3.1.

4.3 Бюджет научно-технического исследования (НТИ)

При планировании бюджета НТИ должно быть обеспечено полное и достоверное отражение всех видов расходов, связанных с его выполнением.

4.3.1 Расчет материальных затрат НТИ

Данный пункт учитывает стоимость всех материалов, которые используются при разработке проекта:

1. Приобретаемые со стороны сырье и материалы, которые необходимы для создания научно-технической продукции;
2. Покупные материалы, которые применяются в процессе создания научно-технической продукции для того, чтобы обеспечить нормальный технологический процесс. Также запасные части для ремонта оборудования;
3. Покупные комплектующие изделия и полуфабрикаты, которые подвергаются в дальнейшем монтажу или дополнительной обработке;
4. Сырье и материалы, покупные комплектующие изделия и полуфабрикаты, используемые в качестве объектов исследований.

Расчет материальных затрат осуществляется по формуле:

$$З_M = (1 + k_T) \cdot \sum_{i=1}^m C_i \cdot N_{расxi}, \quad (3.1.1)$$

где m – количество видов материальных ресурсов, потребляемых при выполнении научного исследования:

$N_{расxi}$ – количество материальных ресурсов i -го вида, планируемых к использованию при выполнении научного исследования (шт., кг, м, m^2 и т.д.);

C_i – цена приобретения единицы i -го вида потребляемых материальных ресурсов (руб./шт., руб./кг, руб./м, руб./ m^2 и т.д.);

k_T – коэффициент, учитывающий транспортно-заготовительные расходы (15 % от стоимости материалов).

Материальные затраты, необходимые для данной работы, показаны в таблице 3.1.1.

Наименование	Ко	Цена	Сумма,
--------------	----	------	--------

	л- во	за един ицу, руб.	руб.
Листы бумаги	10 0	1	100
Программа математического моделирование	1	400	400
Всего за материалы			500
Транспортно-заготовительные расходы (15%)			75
Итого по статье			575

4.3.2 Основная заработная плата исполнителей темы

В настоящую статью включается основная заработная плата научных работников, непосредственно участвующих в выполнении работ по данной теме. Величина расходов по заработной плате определяется исходя из трудоемкости выполняемых работ и действующей системы оплаты труда. В состав основной заработной платы включается премия, выплачиваемая ежемесячно из фонда заработной платы. Баланс рабочего времени и расчет основной заработной платы представлены в таблице 3.2.1 и 3.2.2, соответственно.

Таблица 3.2.1 – Баланс рабочего времени

Показатели рабочего времени	Руководитель
Календарное число дней	365
Количество нерабочих дней (выходные и праздники)	118
Потери рабочего времени (отпуск и болезни)	34
Действительный годовой фонд рабочего времени	213

Месячный должностной оклад работника ($З_m$) равен:

$$З_м = (З_б + З_б \cdot (k_{пр} + k_д)) \cdot k_p, \quad (3.2.1)$$

который в свою очередь складывается из базового оклада ($З_б$, руб.) и различных коэффициентов: $k_{пр}$ – премиальный коэффициент, (определяется Положением об оплате труда); $k_д$ – коэффициент доплат и надбавок (в НИИ и на промышленных предприятиях – за расширение сфер обслуживания, за профессиональное мастерство, за вредные условия); k_p – районный коэффициент, равный 1,3 (для Томска). В ТПУ система премирования и начисления доплат и надбавок работает при выполнении договорного плана. По результатам нашего исследования премирования предусмотрено не было.

Среднедневная заработная плата рассчитывается по формуле:

$$З_{дн} = \frac{З_м \cdot M}{F_д}, \quad (3.2.2)$$

где $З_м$ – месячный должностной оклад работника, руб.; M – количество месяцев работы без отпуска в течение года: при отпуске в 24 рабочих дня $M=11,2$ месяца, 5-дневная неделя; при отпуске в 48 рабочих дней $M=10,4$ месяца, 6-дневная неделя; $F_д$ – действительный годовой фонд рабочего времени научно- технического персонала, рабочих дней (таблица ?).

Основная заработная плата ($З_{осн}$) на предприятии рассчитывается по следующей формуле:

$$З_{осн} = З_{дн} \cdot T_{раб}, \quad (3.2.3)$$

где $З_{осн}$ – основная заработная плата одного работника, руб; $T_{раб}$ – продолжительность работ, выполняемых научно-техническим работником, рабочие дни; $З_{дн}$ – среднедневная заработная плата работника, рассчитываемая по формуле 2.2.5, руб.

4.3.3 Дополнительная заработная плата научно-производственного персонала

Дополнительная заработная плата рассчитывается исходя из 10 – 15% от основной заработной платы, работников, непосредственно участвующих в выполнение темы. Таким образом, сумма основной заработной платы участников проекта и дополнительной будет составлять статью затрат расходов на зарплату:

$$C_{зп} = Z_{осн} + Z_{доп}, \quad (3.3.1)$$

где $Z_{осн}$ – основная заработная плата, руб., $Z_{доп}$ – дополнительная заработная плата, по следующей формуле:

$$Z_{доп} = k_{доп} \cdot Z_{осн}, \quad (3.3.2)$$

где $k_{доп}$ – коэффициент дополнительной зарплаты.

Таблица 3.3.1 – Заработная плата исполнителей НТИ.

Исполнители	Руководитель
Основная зарплата, руб.	10000
Дополнительная зарплата, руб.	1500
Итого по статье $C_{зп}$, руб.	11500

4.3.4 Отчисления на социальные нужды

Отчисления на социальные нужды (30% от статьи заработной платы) составили 3450 рублей.

5 СОЦИАЛЬНАЯ ОТВЕТСТВЕННОСТЬ

5.1 Техногенная безопасность

5.1.1 Освещенность

Для расчета пространственного положения светильников в помещении используются параметры:

$A=4$ – ширина помещения (м);

$B=7$ – длина помещения (м);

$H=3$ – высота помещения (м);

$H_c=0,2$ – расстояние светильников от перекрытия (м);

$H_p=0,7$ – высота рабочей поверхности (м);

H_n – высота подвеса (м);

H_r – расчетная высота (м);

L – расстояние между соседними светильниками (м);

l – расстояние от крайних светильников до стены (м).

Высоту подвеса можно рассчитать по формуле:

$$H_n = H - H_c = 2,8 \text{ м.} \quad (5.1)$$

Расчетная высота:

$$H_r = H_n - H_p = 2,1 \text{ м.} \quad (5.2)$$

Наиболее приемлемым расположением светильников является их расположение в шахматном порядке, либо по сторонам квадрата. В данном случае будет использовано размещение по сторонам квадрата.

Люминесцентные светильники при равномерном расположении обычно располагаются рядами. Основным критерием оптимального расположения светильников является величина $\lambda = L/h$ - наивыгоднейшее расстояние между осветительными приборами, уменьшение которого удорожает устройство и обслуживание освещения, а чрезмерное увеличение ведёт к резкой неравномерности освещённости. Данная величина зависит от кривой света светильника. Для выбранного светильника характерна кривая типа Д, где $\lambda = 1,2 \dots 1,6$. При выполнении расчета принимаем $\lambda = 1,4$.

Расстояние L между светильниками определяется как (5.4):

$$L = \lambda \cdot H_r = 1,4 \cdot 2,1 = 2,94 (\text{м}). \quad (5.3)$$

Расстояние от крайних светильников до стены (5.5):

$$l = L/3 = 2,94/3 = 0,98 (\text{м}). \quad (5.4)$$

Количество рядов светильников определим по формуле (5.7):

$$N_A = A/L = 8/2,94 = 2,72 \approx 3, \quad (5.5)$$

Учитывая длину помещения и расстояние между светильниками то светильники будут расположены в помещении в два ряда.

Расчёт общего равномерного освещения:

$$n \cdot N = \frac{E_n \cdot S \cdot K_n \cdot z}{\Phi_{\text{л}} \cdot \eta} = \frac{300 \cdot 28 \cdot 1,5 \cdot 1,1}{1450 \cdot 0,53} = 18 \quad (5.6)$$

В светильнике используется 4 лампы. Для освещения помещения потребуется 6 ламп. Световой поток лампы накаливания или группы люминесцентных ламп светильника определяется по формуле:

$$\Phi = \frac{E_n \cdot S \cdot K_n \cdot z}{\Phi_{\text{л}} \cdot \eta \cdot n} \cdot 100 = \frac{300 \cdot 28 \cdot 1,5 \cdot 1,1}{4 \cdot 6 \cdot 0,53} \cdot 100 = 1090 (\text{лм}), \quad (5.7)$$

Коэффициент использования светового потока показывает, какая часть светового потока ламп попадает на рабочую поверхность. Он зависит от индекса помещения i , типа светильника, высоты светильников над рабочей поверхностью H_r и коэффициентов отражения стен ρ_c и потолка $\rho_{\text{п}}$.

Индекс помещения определяется по формуле (5.8):

$$i = \frac{S}{H \cdot (A+B)} = \frac{28}{3 \cdot (4+7)} = 0,84 \quad (5.8)$$

Для коэффициентов отражения берутся приблизительные значения: $\rho_c = 50\%$ и потолка $\rho_{\text{п}} = 30\%$. Значения коэффициента использования светового потока η светильников с люминесцентными лампами примем равным 53 % [6].

5.1.2 Шум

При работе механических и электромеханических изделий часто возникают шумы. Для оценивания шумовой обстановки допускается использовать числовую характеристику, называемую уровнем звука (измеряется в дБ).

В соответствии с ГОСТ 12.1.029-80 [29] допустимый уровень шума при работе, требующей сосредоточенности, работе с повышенными требованиями к процессам наблюдения и дистанционного управления производственными циклами на рабочих местах в помещениях лабораторий с шумным оборудованием, составляет 75 дБ. Следовательно, средства и методы защиты от шума должны обеспечивать уровень шума на рабочем месте не выше 75 дБ. Зоны с уровнем звука 80 дБ должны быть обозначены знаками безопасности согласно ГОСТ 12.4.026-76 [30].

Снижение шума, воздействующего на человека на рабочих местах до значений, не превышающих допустимые, достигается применением средств и методов коллективной защиты, применением средств индивидуальной защиты.

Согласно ГОСТ 12.1.003-83 в качестве средств коллективной защиты применяются следующие методы:

- изменение направленности излучения шума. Установка должна быть сориентирована так, чтобы максимум излучательного шума был направлен в противоположную сторону от рабочего места;
- рациональная планировка помещения позволяет увеличить расстояние до источника шума и уменьшить его воздействие на человека. Шумные помещения должны располагаться таким образом, чтобы их разделяло несколько других помещений или ограждение с хорошей звукоизоляцией;
- акустическая обработка помещения. Подразумевает облицовку части внутренних ограждающих поверхностей звукопоглощающими материалами или размещение штучных поглотителей (свободно подвешенных объемных тел различной формы);
- применение звукоизоляции. Звукоизоляция достигается созданием герметичной преграды на пути распространения воздушного шума в виде стен, экранов, кожухов, кабин.

Работающих в шумоопасных зонах, администрация снабжает средствами индивидуальной защиты, которыми являются специальные наушники, вкладыши в ушную раковину, противошумовые каски, защитное действие которых основано на изоляции и поглощения звука.

5.1.3 Микроклимат

Микроклимат помещения играет большую роль в здоровье сотрудника. Метеоусловия производственных помещений определяются температурой воздуха, относительной влажностью, скоростью воздушного потока и температурой (излучением) окружающих поверхностей. Оптимальные и допустимые параметры микроклимата с учетом интенсивности энергозатрат работающих, времени выполнения работы и периодов года нормируются в соответствии с санитарными нормами и правилами СанПиН 2.2.4.548-96 [28]. Нормальный тепловой режим можно обеспечить: технологическим оборудованием (выбором удобных технологических процессов, механическим и автоматическим снижением или повышением температуры); защитным оборудованием (снижением воздействия избыточного конвенционного тепла и теплового излучения, соответствующим способом охраны работающих от его воздействия).

Работа на ПК относится к категории работ 1а. Эти работы относятся к работам интенсивностью энергозатрат до 120 ккал/ч (до 139 Вт), которые производятся сидя и сопровождаются незначительным физическим напряжением. Производится нормировка: температуры, относительной влажности и скорости движения воздуха (СанПиН 2.2.4.548 – 96). Оптимальные и допустимые показатели микроклимата на рабочих местах в помещениях должны соответствовать величинам, приведенным в таблице 2 и таблице 3 соответственно.

Таблица 1. – Оптимальные величины показателей микроклимата.

Пе риод года	Темп ература воздуха, °С	Отн.вл ажность воздуха, %	Ск орось движения
-----------------	--------------------------------	---------------------------------	-------------------------

			воздуха, м/с
Хо лодный	22 – 24	40 – 60	0,1
Те плый	20 – 22		

Таблица 2 – Допустимые величины показателей микроклимата.

Пе риод года	Темп ература воздуха, °С	Отн.вл ажность воздуха, %	С корость движения воздуха, м/с
Хо лодный	20 – 22	15 – 75	0, 1
Те плый	21 – 23		0, 2

В данном случае, микроклимат в помещении поддерживается: в холодный период года – системой центрального водяного отопления, в теплый период года – системой кондиционирования воздуха.

В любое время года температура на рабочем месте составляет 20 – 24°С, влажность воздуха приблизительно равна 50%, скорость воздуха находится в пределах 0,1 м/с.

5.1.4 Повышенный уровень воздействия электромагнитного излучения, умственное перенапряжение и монотонность труда

При регулярной непрерывной работе с компьютером могут возникать заболевания органов зрения, сердечно-сосудистой системы и желудочно-кишечного тракта.

При работе с персональной ЭВМ, необходимо, чтобы все видео дисплейные терминалы имели гигиенический сертификат, включающий, в том числе оценку визуальных параметров в соответствии с санитарными правилами и нормами СанПиН 2.2.2/2.4.1340-03 [31, 32]. Безопасность при работе с ЭВМ может быть обеспечена за счет рационального размещения компьютеров в помещениях, правильной организации рабочего дня пользователей, а также за счет применения средств повышения контраста и защиты от бликов на экране, электромагнитных излучений и электростатического поля.

Основным источником неблагоприятных воздействий на организм является видеодисплейный терминал (ВДТ), который также называют дисплеем или монитором. Мощность экспозиционной дозы мелкого рентгеновского излучения в любой точке на расстоянии 0,05 м от экрана и корпуса не должна превышать 1 МК /час (100 мК/час). При работе с дисплеем вначале появляется зрительное утомление, а затем могут возникнуть и другие функциональные нарушения: резь, жжение, ощущение «песка», «мушек» в глазах, временное ухудшение зрения, покраснение глаз

Для исключения воздействия электромагнитного излучения и снижения зрительного переутомления расстояние между глазами пользователя и экраном должно составлять 60-70 см (и не менее 50 см с учетом размеров алфавитно-цифровых знаков и символов).

Для защиты от электромагнитного и электростатического полей допускается применение при экранных фильтров и других средств индивидуальной защиты, прошедших испытания в аккредитованных лабораториях и имеющих гигиенический сертификат.

Спектральные компьютерные очки рекомендуются для защиты от избыточных энергетических потоков видимого света, для улучшения качества изображения от дисплея (на сетчатке глаз) и для профилактики «компьютерного зрительного синдрома».

5.2 Электробезопасность

Опасность поражения электрическим током зависит от таких факторов, как сырость, жара, едкие пары и газы, токопроводящая пыль. При наличии данных факторов возникает возможность перехода напряжения на нетоковедущие части электрооборудования (корпуса, станины, кожухи), с которыми работающий находится в контакте. В таких условиях также понижается электрическое сопротивление тела человека, дополнительно увеличивая опасность поражения током.

Предельно допустимые величины напряжения и тока согласно ГОСТ 12.1.038-82 приведены в таблице 4

Таблица 3 – Предельно допустимые величины напряжения и тока

Допустимое время действия, с	Дл ительно	о 30		,5	,2	,1
Величина тока, мА	1		0	00	50	00
Величина напряжения, В	6	6	0	00	50	00

Действующими правилами устройства электроустановок (ПУЭ) все помещения подразделены на следующие три класса:

I. Помещения без повышенной опасности: сухие, с нормальной температурой воздуха, с токонепроводящими полами.

II. Помещения с повышенной опасностью: сырые с относительной влажностью воздуха (длительной) более 75%; жаркие с температурой воздуха, длительно превышающей +30°C; с полами из токопроводящих материалов; с большим количеством выделяющейся токопроводящей технологической пыли, оседающей на проводах и проникающей внутрь электроустановок; с размещением электроустановок с металлическими корпусами, имеющих соединение с землей, металлоконструкций зданий и технологического оборудования, допускающих одновременное соприкосновение с ними.

III. Помещения особо опасные: особо сырые с относительной влажностью воздуха, близкой к 100%, химически активной средой, одновременным наличием двух и более условий, свойственных помещениям с повышенной опасностью.

5.3 Факторы пожарной и взрывной природы

Согласно нормам пожарной безопасности, в зависимости от характеристики используемых в производстве веществ и их количества, по пожарной и взрывной опасности помещения подразделяются на категории А, Б, В, Г, Д. Так как помещение лаборатории по степени пожароопасности относится к категории Д, так как в данном помещении содержатся негорючие вещества и материалы в холодном состоянии.

5.4 Профилактические меры при природных и техногенных ЧС

Рассмотрим такую природную чрезвычайную ситуацию, как сильный мороз, которая очень актуальна в нашем регионе.

При отключении теплоснабжения в жилом доме по возможности следует покинуть неотапливаемое помещение. При необходимости остаться в помещении, следует надеть теплые вещи и головной убор (30% тепла теряется при непокрытой голове). Воспрещается употребление спиртного: при расширении кровеносных сосудов идёт повышенная теплоотдача. Следует обогреться грелками и бутылками с горячей водой, а так же закрыть окна одеялами, оставив небольшой просвет для дневного освещения. Нужно избегать использования открытого огня в закрытых помещениях - это может привести к отравлению угарным газом или пожару. Не следует использовать для обогрева газовые, спиртовые горелки и другие приборы - это может привести к пожару. Если для обогрева помещения используется электрообогреватель, устанавливаться подобные приборы должны на негорючем основании, вдалеке от легковоспламеняющихся предметов. Опасно включать в одну розетку одновременно несколько электроприборов, так как это может привести к перегрузке электросети, нагреву электропроводки и пожару.

Также целесообразно приобретение бензинового генератора, для обеспечения бесперебойного электропитания установок научного комплекса. Данный генератор может быть установлен в специализированном помещении, оборудованном вентиляцией и надежно изолированном от остальных помещений, для предотвращения попадания продуктов горения горюче-смазочных материалов в рабочие помещения.

Так же возможна такая техногенная чрезвычайная ситуация как диверсия.

Диверсия – совершение взрыва, поджога или иных действий, направленных на разрушение или повреждение предприятий, сооружений, путей и средств сообщения, средств связи, объектов жизнеобеспечения населения в целях подрыва экономической безопасности и обороноспособности Российской Федерации. (ч.1 ст. 281 УК РФ).

Меры безопасности при угрозе проведения террористических актов:

- Следует действовать в соответствии с рекомендациями, полученными по системе оповещения.
- Быть предельно внимательным к окружающим подозрительным предметам. Не прикасаться к ним. О данных предметах следует сообщить компетентным органам.
- При обнаружении подозрительного предмета в подъезде своего дома или на придомовой территории – следует опросить соседей, возможно, он принадлежит им. Если владелец не установлен - немедленно сообщить о находке в отделение полиции.

Для предотвращения диверсии на предприятиях введен пропускной режим совместно с системой видеонаблюдения. Так же некоторые объекты ограждены.

Во всех перечисленных случаях:

- не следует трогать, вскрывать и передвигать найденный предмет;
- следует зафиксировать время обнаружения находки;

- постараться сделать так, чтобы люди отошли как можно дальше от опасной находки;
- обязательно дождаться прибытия оперативно-следственной группы.

Следует помнить: внешний вид предмета может скрывать его настоящее назначение. В качестве камуфляжа для взрывных устройств используются обычные бытовые предметы; сумки, пакеты, свертки, коробки, игрушки и т.п.

5.5 Правовые и организационные вопросы обеспечения безопасности

По данной теме рассматриваются законодательные и нормативные документы:

Опасность поражения электрическим током:

- Инструкция №2-14 по охране труда при работе с электрооборудованием напряжением до 1000 В;
- ГОСТ 12.1.038-82 Электробезопасность. Предельно допустимые значения напряжений прикосновения и токов.
- ГОСТ 12.1.045-84 Электростатические поля. Допустимые уровни на рабочих местах и требования к проведению контроля.

Опасность действия высокой температуры:

- ГОСТ 12.2.007.0-75 Изделия электротехнические. Общие требования безопасности.
- ГОСТ 30331.4-95 Часть 4. Требования по обеспечению безопасности. Защита от тепловых воздействий.
- ГОСТ Р ИСО 6942-2007 Одежда для защиты от тепла и огня. Методы оценки материалов и пакетов материалов, подвергаемых воздействию источника теплового излучения.

Микроклимат:

- ГОСТ 30494-96 Здания жилые и общественные помещения.

Параметры микроклимата в помещении.

- ГОСТ 12.1.005 Общие санитарно-гигиенические требования к воздуху рабочей зоны.

- СНиП 21-01-97 от 1998-01-01 Пожарная безопасность зданий и сооружений.