

**НАУЧНЫЙ СОВЕТ 16.07.2013.FM.11.01 при ИНСТИТУТЕ ЯДЕРНОЙ
ФИЗИКИ АКАДЕМИИ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН и
НАЦИОНАЛЬНОМ УНИВЕРСИТЕТЕ УЗБЕКИСТАНА по
ПРИСУЖДЕНИЮ УЧЕНОЙ СТЕПЕНИ ДОКТОРА НАУК**

**ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ НПО «ФИЗИКА-СОЛНЦЕ» и
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

БАЗАРОВ ЭРКИН ХОДЖИЕВИЧ

**ПРОЦЕССЫ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР КИСЛОРОДА ВО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ С ПРОТОНАМИ ПРИ 3.25 А ГэВ/с И
МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ПРОТОНОВ В π^- , p , α , $C(C)$ - И
 $p(^{16}O, ^{20}Ne)$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3–300 ГэВ**

**01.04.08- ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ,
УСКОРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА
(физико-математические науки)**

Научный консультант: Юлдашев Бехзод Садикович
доктор физико-математических наук,
профессор, академик Академии
наук Республики Узбекистан

Ташкент – 2015

ОГЛАВЛЕНИЕ

Список условных обозначений, единиц измерения, символов и терминов.....	6
ВВЕДЕНИЕ.....	8
ГЛАВА I. КРАТКИЙ ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАБОТ ПО ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР, МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ В $^{16}\text{Oр}$ -СОУДАРЕНИЯХ И ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ.....	19
1.1. Краткий обзор экспериментальных и теоретических исследований по фрагментации ядер при высоких энергиях.....	19
1.2. Результаты исследований кластерных структур легких ядер методом ядерной фотоэмульсии.....	34
1.3. Основные результаты ранних и недавних исследований кислород-протонных соударений и нерешенные в них вопросы.....	36
1.4. Общая характеристика использованного в диссертации экспериментального материала.....	41
1.5. Основные характеристики первичного пучка и однометровой жидководородной пузырьковой камеры.....	44
1.6. Просмотр стереоснимков с ВПК, отбор событий и измерения.....	45
1.7. Погрешности угловых и импульсных измерений.....	49
1.8. Сечения $^{16}\text{Oр}$ -взаимодействий.....	50
1.9. Разделение фрагментов по массовому числу	51
1.10. Методика отбора событий на ДТПК-500 и разделение событий по типам взаимодействий	52
1.11. Выделение неупругих π^-C -взаимодействий	54
Выводы по первой главе.....	56

ГЛАВА II. ОБРАЗОВАНИЕ ПРОТОНОВ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ.....	57
2.1. Импульсные спектры протонов	63
2.2. Сравнительный анализ нормированных инвариантных инклюзивных дифференциальных сечений образования протонов-фрагментов в $^{16}\text{O}p$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях	75
2.3. Об энергетическом спектре протонов-фрагментов	79
2.4. Распределение протонов по множественности в адрон-ядерных соударениях.....	82
2.4.1. Распределение множественности протонов в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при $3.25 \text{ A ГэВ}/c$	83
2.4.2. Распределение множественности протонов в $\pi^{-12}\text{C}$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 40.0 и $300 \text{ ГэВ}/c$	89
Выводы по второй главе	92
ГЛАВА III. ОБРАЗОВАНИЕ ДЕЙТРОНОВ, ЯДЕР ТРИТИЯ И ГЕЛИЯ-3 В $^{16}\text{O}P$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ $3.25 \text{ A ГЭВ}/C$	94
3.1. Сечения и множественности малонуклонных фрагментов в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при $3.25 \text{ A ГэВ}/c$	95
3.2. Импульсные спектры дейтронов	98
3.3. Угловые распределения дейтронов.....	102
3.4. Корреляции множественностей различных типов легких фрагментов.....	104
3.5. Сравнительный анализ экспериментальных данных по образованию малонуклонных фрагментов с предсказаниями КФИМ	108
3.6. Образование зеркальных ядер ^3H и ^3He в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при $3.25 \text{ A ГэВ}/c$	112
3.6.1. Импульсные спектры ядер трития и гелия-3	113
3.6.2. Угловые спектры ядер трития и гелия-3.....	117

Выводы по третьей главе	121
ГЛАВА IV. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР	
КИСЛОРОДА В ^{16}O-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГэВ/С.....	
4.1. Топологические сечения каналов фрагментации.....	124
4.2. Сечения образования стабильных и нестабильных изотопов с зарядом от 1 до 8	126
4.3. Особенности фрагментации ядер кислорода в периферических взаимодействиях с протоном при 3.25 А ГэВ/с	131
4.4. Процессы фрагментации с образованием ядер ^4He	135
4.4.1. Сечения образования ядер ^4He в различных топологических каналах развала ядер кислорода	139
4.4.2. Образование ядер ^4He за счет распада нестабильных промежуточных ядер ^8Be , ^9B и возбужденных ядер $^{12}\text{C}^*$	142
4.4.2.1. Коллинеарность в каналах образования 3- и 4- α -частиц и вклады нестабильных ядер ^8Be , ^9B в формирование ^4He	143
4.4.3. Вклад нестабильных ядер ^8Be и ^9B в канале образования 2-х α -частиц	146
4.4.4. Вклад возбужденных ядер $^{12}\text{C}^*$ в канале образования трех α - частиц	150
Выводы по четвертой главе	159
ГЛАВА V. ОБРАЗОВАНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ	
В АДРОН- И ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ	
ЭНЕРГИЯХ.....	
5.1. Инклюзивные сечения и инвариантные структурные функции кумулятивных протонов.....	164
5.2. Средние множественности кумулятивных протонов в кумулятивных событиях.....	168
5.3. Доли кумулятивных событий в адрон- и ядро-ядерных	

соударениях.....	170
5.4. Корреляции множественностей вторичных частиц и фрагментов с выходом кумулятивных протонов в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.....	171
Выводы по пятой главе	176
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	177
Список опубликованных работ.....	183
Список использованной литературы.....	189
Приложение 1	208
Приложение 2	212

Список условных обозначений, единиц измерения, символов и терминов

π^- — отрицательно заряженный пи-мезон;

p — протон;

π^-N — пион-нуклонные (соударения);

ВПК — водородная пузырьковая камера;

ДТПК — двухметровая пропановая пузырьковая камера;

НВПК — неон-водородная пузырьковая камера;

KNO — скейлинг Кобы-Нильсен-Олессена;

РЭК — рентген-эмульсионная камера;

DST — суммарная база экспериментальных данных;

ПИК — просмотрово-измерительный комплекс;

Z_f — электрический заряд фрагмента ядра;

M — масса, МэВ;

T — кинетическая энергия частицы;

E — полная энергия частицы;

P — импульс, ГэВ/ c ;

ρ — плотность, г/см³;

t — переданный 4-импульс;

L — измеренная длина пробега частицы, см;

θ — полярный угол вылета частицы, градус;

φ — азимутальный угол вылета частицы, градус;

σ_{tot} — полное сечение взаимодействия, мбн;

σ_{in} – неупругое сечение взаимодействия, мбн;

$\langle n_p \rangle$ - средняя множественность протонов;

Ал.с.к. – антилабораторная система координат;

Ч.с.св. – число степеней свободы;

χ^2 – критерий согласия гипотез хи-квадрат;

σ – дисперсия распределения;

B - напряженность магнитного поля, Гс;

МэВ – единица измерения энергии, $1 \text{ МэВ} = 10^6$ электронвольт;

ГэВ – единица измерения энергии, $1 \text{ ГэВ} = 10^9$ электронвольт;

ГэВ/с – единица измерения импульса частиц, c – скорость света;

A – массовое число ядра;

$A \text{ ГэВ/с}$ – единица измерения импульса релятивистских ядер, приходящегося
на один нуклон ядра;

fm (Фм) – единица измерения расстояния, $1 \text{ fm} = 10^{-13}$ см;

бн – единица измерения сечения взаимодействия, $1 \text{ бн} = 100 \text{ fm}^2$,

$1 \text{ мбн} = 10^{-3} \text{ бн}$;

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность и востребованность темы диссертации. Одной из фундаментальных проблем в области релятивистской ядерной физики является установление закономерностей фрагментации релятивистских ядер во взаимодействиях с адронами и ядрами. Важную роль при этом играют экспериментальные и феноменологические исследования процессов фрагментации релятивистских ядер в адрон- и ядро-ядерных соударениях, что позволяет получить важную информацию о кластерной структуре (особенно легких) фрагментирующих ядер, ее влиянии на сечение образования и состав фрагментов, а также о вкладах различных механизмов в их формировании. При энергиях столкновения в несколько ГэВ на нуклон в ядерных соударениях доминирующим процессом является фрагментация ядер, вклад которой составляет около 80% от полного сечения реакции. Особый интерес при этом представляет экспериментальное изучение процессов фрагментации легких релятивистских четно-четных ядер, таких как ^{12}C , ^{16}O и ^{20}Ne во взаимодействиях с адронами и ядрами, поскольку в этих ядрах ожидается доминирующее проявление α -кластерной структуры.

До сих пор нет однозначного ответа на вопрос о том, какова α -кластерная структура – стационарная или динамическая, проявляющаяся при определенных уровнях возбуждения фрагментирующего легкого, особенно четно-четного ядра. Эффективным способом проверки α -кластерной структуры фрагментирующего ядра является изучение образования α -частиц при разных уровнях возбуждения ядра-снаряда.

Определенный интерес представляет также обнаружение сильнокоррелированных малонуклонных ассоциаций и мультибарионных состояний в ядрах, возможное существование которых предсказывалось рядом моделей, основанных на кварк-партонной структуре адронов. Решение этой задачи непосредственно связано с детальным экспериментальным исследованием

процессов формирования частиц в кинематической области, запрещенной для частиц, родившихся в столкновениях свободных нуклонов, в адрон- и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях.

В связи с изложенным актуально проведение систематического и комплексного изучения фрагментации ядер с идентификацией всех их возможных фрагментов и вторичных рожденных частиц, прецизионным измерением и определением их кинематических характеристик в широком диапазоне первичных энергий и массовых чисел сталкивающихся ядер на статистически большом экспериментальном материале, что позволит выявить новые закономерности фрагментации ядер.

Востребованным является получение прецизионных данных по сечениям образования всех возможных изотопов фрагментирующих ядер, необходимых для разработки и тестирования теоретических моделей и подходов к описанию явления фрагментации ядер, а также для моделирования взаимодействия первичного космического излучения с ядрами атмосферы. Кроме этого, экспериментальные данные о средних множественностях (инклюзивных сечениях) легких фрагментов – протонов, дейтронов, ядер трития и гелия-3, образованных во взаимодействиях релятивистских ядер с водородом, крайне востребованы для одной из важных проблем астрофизики – прохождения потоков частиц через межзвездную среду.

Соответствие исследования приоритетным направлениям развития науки и технологий Республики Узбекистан. Диссертация выполнена в соответствии с Государственной научно-технической программой фундаментальных исследований ПФИ-2 – «Физика, астрономия, энергетика и машиностроение».

Обзор международных научных исследований по теме диссертации. Исследования процессов фрагментации релятивистских легких ядер и механизмов образования протонов, в том числе кумулятивных и легких

фрагментов проводятся в Объединенном институте ядерных исследований, Физическом институте им. П.Н.Лебедева и Радиевом институте им. В.Г.Хлопина Российской Академии наук (Россия), Лоренц-Берклиевской лаборатории Калифорнийского университета и отделе Физики Вашингтонского университета (США), Германском Федеральном министерстве по исследованиям и технологиям (Германия), в отделе Физики Лундского университета (Швеция), Институте экспериментальной физики Словакской Академии наук (Словакия) и других научных центрах, входящих в состав Международных коллабораций EMU01 и EMU02.

Международным сотрудничеством BECQUEREL, созданным на базе Нуклотрона Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований определены кластерные структуры легких ядер ($A=6-12$) и установлена их зависимость от массового числа фрагментирующего ядра и четности или нечетности числа протонов и нейтронов в них. Учеными Лоренц-Берклиевской лаборатории Калифорнийского университета США во взаимодействиях высокоэнергичных легких ядер α , ^{12}C , ^{14}N и ^{16}O с легкими и тяжелыми ядрами определены сечения образования изотопов, вылетающих под углами $\theta < 0.72^\circ$. Международными коллаборациями EMU01 и EMU02 проверена гипотеза предельной фрагментации и оценено критическое значение плотности энергии для реализации фазового перехода «жидкость-газ» в ядерной материи.

Проведенный обзор международных научных исследований показал, что получено очень мало экспериментальной информации по приоритетным мировым направлениям в области релятивистской ядерной физики: Установление общих закономерностей процесса фрагментации ядер; установление механизмов образования протонов в ядерных соударениях. В частности: не определены сечения образования стабильных и нестабильных изотопов, а также вклады промежуточных нестабильных ядер в сечение образования α -частиц. Кроме того, не исследовано влияние исходной (кластерной)

структуры фрагментирующего ядра на выход и состав изотопов и не определены вклады основных механизмов образования протонов, в том числе природа происхождения (генезис) кумулятивных протонов.

Степень изученности проблемы. К настоящему времени ведущими учеными мира выполнен большой объем экспериментальных и теоретических исследований процессов множественной генерации частиц и фрагментации релятивистских ядер во взаимодействиях с адронами и ядрами. Однако по исследуемой в диссертационной работе проблеме выполнены следующие экспериментальные исследования.

В работах Азимова С.А., Юлдашева Б.С., Лутпуллаева С.Л., а также шведских ученых (Andersson B., Otterlund I., Stenlund E.) были изучены образования протонов в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях. Однако полученные результаты не дали им возможности детально исследовать и установить механизмы образования протонов.

Российскими учеными (Зарубин П.И., Русакова В., Пересадыко Н.Г., Артеменков Д.А. и др.) интенсивно ведутся исследования кластерной структуры легких ядер в их периферических соударениях с ядрами фотоэмульсии. Но им не удалось определить сечения образования всех возможных изотопов, образующихся при фрагментации ядер и установить механизмы фрагментации ядер.

Американские ученые (Heckman H.H., Greiner D.E., Lindstrom P.J. и др.) проводили исследования образования различных изотопов легких ядер α , ^{12}C , ^{14}N и ^{16}O во взаимодействиях с ядрами ^9Be , ^{12}C , ^{27}Al , ^{64}Cu , ^{108}Ag и ^{207}Pb при высоких энергиях электронным методом под малыми углами вылета фрагментов. Ограниченность охвата угла вылета фрагментов не позволила им определить полные сечения выхода этих изотопов и более надежно установить механизмы их образования.

Образования кумулятивных протонов в адрон- и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях исследовались российскими учеными

Лексиним Г.А., Баюковым Ю.А., Любимовым В.Б., Армутлийским Д., Балдиным А.М. и другими. Однако несистематизированность экспериментальных данных и их скудность не позволили им установить механизмы образования кумулятивных протонов в ядерных соударениях при высоких энергиях. Осталась не решенной проблема происхождения кумулятивных протонов в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях.

Наиболее близкой к исследуемой проблеме является диссертационная работа Олимова К., в которой получены общие характеристики процесса фрагментации ядер кислорода во взаимодействиях с протонами при 3.25 A ГэВ/с; изучены множественности одно- и многозарядных фрагментов без их разделения по массам; определены сечения топологических каналов развала ядер кислорода; получено указание на то, что экспериментально наблюдаемые узкие угловые корреляции между парой α -частиц могут быть обусловлены рожденьями и распадами нестабильных ядер ^8Be и ^9B , однако их количественные вклады в сечение образования α -частиц не были определены; определен изотопный состав фрагментов с зарядом от 1 до 7, но не измерены их сечения образования. Остались не изученными образования протонов, в том числе кумулятивных и других легких фрагментов в ^{16}O -соударениях при 3.25 A ГэВ/с. Не исследованы также развалы ядер кислорода при их периферических соударениях с протонами.

Связь диссертационного исследования с планами научно-исследовательских работ отражена в следующих проектах, выполненных в рамках Государственной научно-технической программы фундаментальных исследований:

2Ф-1.2.1. “Исследование механизмов фрагментации релятивистских ядер кислорода во взаимодействиях с нуклонами” (2000–2002);

Ф-2.1.26 “Исследование процессов множественной генерации частиц, фрагментации и состояний ядерной материи в столкновениях адронов и ядер высоких энергий с ядрами” (2003–2007);

Ф2-Ф029 “Исследование структуры ядерной материи и коллективных эффектов во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях” (2007–2011).

Целью исследования является получение достаточно полной экспериментальной информации о процессах фрагментации ядер кислорода во взаимодействиях с протонами при 3.25 А ГэВ/с и установление основных механизмов образования протонов, в том числе кумулятивных, в π^- , p , α , $C(C)$ - и $p(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})$ -соударениях в интервале первичных энергий 3–300 ГэВ.

Для достижения цели сформулированы следующие **задачи исследования**:

усовершенствование процедуры идентификации протонов и положительных пионов для получения прецизионных данных по их множественностям и кинематическим (угловым и импульсным) характеристикам;

учет потери различных типов частиц с короткими пробегами ($L < 4$ см) в рабочей жидкости 2-метровой пропановой пузырьковой камеры;

выделение отдельных классов неупругих взаимодействий в ансамблях $p(C_3H_8)$ -соударений при 4.2 и 9.9 ГэВ/с, $\pi^-(C_3H_8)$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с, $p(NeH_2)$ -столкновений при 300 ГэВ/с, $\alpha(C_3H_8)$ - и $C(C_3H_8)$ -взаимодействий при 4.2 А ГэВ/с;

анализ множественности и импульсных спектров протонов-фрагментов в π^- , p , α , $C(C)$ - и $p(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})$ -соударениях и определение вкладов основных механизмов образования протонов;

исследование и установление закономерностей образования легких ядер с массовыми числами $A=2$ и 4 в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с;

изучение образования α -частиц, разработка феноменологических моделей определения вкладов нестабильных ядер ^8Be и ^9B и возбужденных ядер углерода-12 в инклюзивное сечение образования ядер гелия-4 в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с;

экспериментальное определение сечений образования стабильных и нестабильных изотопов с зарядами 1–8 в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с;

детальное исследование образования кумулятивных протонов во взаимодействиях π^- -мезонов, протонов, ядер ^4He и ^{12}C с ядрами углерода и протонов с ядрами неона и кислорода при высоких энергиях для обнаружения сильнокоррелированных малонуклонных ассоциаций и мультибарионных состояний в ядрах.

Объектом исследования являются ядерные процессы, вызванные адронами и ядрами при высоких энергиях.

Предметом исследования являются процессы фрагментации ядер, образование протонов, в том числе кумулятивных.

Методы исследования. Инклюзивный подход к образованию частиц и фрагментов в ядерных взаимодействиях при высоких энергиях с применением методов математической статистики; экспериментальная методика обработки फिल्मовой информации, полученной с пузырьковых камер, облученных пучками релятивистских адронов и ядер в сильном магнитном поле.

Научная новизна диссертационного исследования заключается в следующих результатах, полученных впервые:

прецизионно определены сечения образования стабильных и нестабильных изотопов с $Z = 1-8$ в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с и показано, что сечения образования зеркальных ядер совпадают в пределах статистических погрешностей;

оценены полуэмпирическим методом вклады основных механизмов образования протонов в π^-C -, $p^{20}\text{Ne}$ - $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 40 ГэВ/с, 300 ГэВ/с и 3.25 А ГэВ/с, соответственно. Установлена независимость значений этих вкладов от энергии и массового числа фрагментирующего легкого ядра и их чувствительность к типу налетающей частицы (пион или протон);

установлено, что механизмы образования быстрых протонов ($p > 0.25$ ГэВ/с) в $^{16}\text{O}p$ -, $p^{12}\text{C}$ -, $\pi^{-12}\text{C}$ -, $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с, 9,9 ГэВ/с, 40 ГэВ/с и 300 ГэВ/с, соответственно, не зависят от первичной энергии, сорта налетающей частицы и типа легкого фрагментирующего ядра, а также от степени возбуждения фрагментирующих ядер (ядерный скейлинг);

установлены основные механизмы образования дейтронов в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с, связанные с слиянием каскадных нуклонов, ферми-развалом возбужденного ядра-остатка, распадами сравнительно быстрых легких фрагментов и прямым квазиупругим выбиванием дейтронов из ядра кислорода протоном;

определены сечения образования промежуточных состояний ядер (^8Be , ^9B , $^{12}\text{C}^*$) в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с и найдены их вклады совместно с нестабильными ядрами ^5He , ^5Li в инклюзивное сечение образования α -частиц. Определен вклад распада возбужденных ядер $^{12}\text{C}^*$ в канал образования 3-х α -частиц, который составляет $(38 \pm 3.0)\%$ сечения этого канала;

доказано, что образование кумулятивных протонов в $^{16}\text{O}p$ -, $p^{12}\text{C}$ -, $\pi^{-12}\text{C}$ -, $p^{20}\text{Ne}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ - и $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с, 4.2 ГэВ/с, 9.9 ГэВ/с, 40 ГэВ/с, 300 ГэВ/с и 4.2 А ГэВ/с, соответственно, происходит в результате столкновения налетающего адрона с «флуктонами», образованными посредством флуктуации плотности нуклонов ядра в его основном состоянии.

Практические результаты исследования заключаются в следующем: Накоплен уникальный банк прецизионных экспериментальных данных по сечениям образования стабильных и нестабильных изотопов ядра кислорода, вкладам распадов различных нестабильных ядер в формирование α -частиц, во взаимодействиях ядер кислорода с протонами при 3.25 А ГэВ/с, а также вкладам основных механизмов образования протонов в адрон- и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях. Эти экспериментальные данные

могут быть использованы для разработки теоретических моделей и подходов к описанию явления фрагментации ядер, а также для моделирования взаимодействия первичного космического излучения с ядрами атмосферы. Полученные экспериментальные данные по различным характеристикам легких фрагментов – протонов, дейтронов, ядер трития и гелия-3, образованных во взаимодействиях релятивистских ядер кислорода с водородом, представляют также практический интерес для решения одной из важных проблем астрофизики – прохождения потоков частиц через межзвездную среду.

Достоверность полученных результатов обосновывается, прежде всего, большой (>93 000 событий) статистикой экспериментального материала, более точным определением заряда и идентификацией частиц и фрагментов по массе, а также измерением их импульсов и углов с высокой точностью; применением общепринятых статистических методов обработки и анализа экспериментальных данных, а также использованием как инклюзивного, так и эксклюзивного подходов к интерпретации результатов; соответствием полученных экспериментальных данных с результатами других экспериментов и основными выводами теоретических работ по проблеме фрагментации ядер.

Теоретическая и практическая значимость результатов исследования. Экспериментальные данные диссертационной работы необходимы для создания мирового банка ядерных данных, проверки теоретических моделей и подходов к проблеме фрагментации ядер в адрон- и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях, а также могут быть использованы при планировании и проведении новых экспериментов на ускорителях ионов. Данные о сечениях образования стабильных и нестабильных изотопов ядра кислорода могут найти свое применение в астро- и космофизических исследованиях.

Внедрение результатов исследований. Экспериментальные данные по сечениям образования нестабильных ядер ^8Be и ^9B и методы определения их вкладов в инклюзивное сечение образования α -частиц использованы при моделировании и планировании эксперимента по исследованию кластерной структуры легких ядер в периферических взаимодействиях ядер с ядерной фотоэмульсией на нуклотроне Объединенного института ядерных исследований в рамках Международного сотрудничества по программе BECQUEREL (2009–2011, № 02-1-1087) (письма Объединенного института ядерных исследований № 100-25/19 от 6 февраля 2015г. и Академии наук Республики Узбекистан № 2/1255-289 от 9 марта 2015 г.).

Апробация работы. Результаты исследований апробированы на 10 научных конференциях, в частности на 6 Международных конференциях: V Международная конференция «Современные проблемы ядерной физики» (Самарканд, 2003), III Евразийская конференция «Ядерная наука и ее приложения» (Ташкент, 2004), Международная конференция, посвященная «Ядерной науке и ее приложениям» (Самарканд, 2012), XII Международная конференция «Физика высоких энергий, ядерная физика и ускорители» (Харьков, 2014), 64-я Международная конференция «Фундаментальные проблемы ядерной физики, атомной энергетики и ядерных технологий» (Минск, 2014), XXII Международный Балдинский семинар по проблемам физики высоких энергий (Дубна, 2014); а также на 4 Республиканских конференциях: «Фундаментальные и прикладные проблемы физики» (Ташкент, 2004, 2006, 2013), «Физика в Узбекистане» (Ташкент, 2005).

Основные результаты диссертационной работы доложены и обсуждены на научных семинарах Физико-технического института Научно-производственного объединения «Физика-Солнце» Академии наук Республики Узбекистан (2008, 2009), на научных семинарах Института ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан (2012, 2014), на объединенном семинаре Физико-технического института Научно-производственного

объединения «Физика-Солнце» и Института ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан (2012, 2015), на научном семинаре Научно-исследовательского института прикладной физики при Национальном университете Узбекистана (2014).

Опубликованность результатов. По теме диссертации опубликованы 34 научные работы, из них 18 научных статей в журналах, в том числе 6 в международных и 12 в республиканских научных журналах, 13 публикаций в виде научных трудов и тезисов, 3 препринта.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы из 155 наименований, 2 приложений и содержит 182 страницы основного текста, 34 рисунка, 16 таблиц.

ГЛАВА I. КРАТКИЙ ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАБОТ ПО ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР, МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ В ^{16}O -СОУДАРЕНИЯХ И ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

1.1. Краткий обзор экспериментальных и теоретических исследований по фрагментации ядер при высоких энергиях

Исследование ядерных реакций и процессов фрагментации ядер служит одним из важнейших источников информации об особенностях и динамике внутриядерных взаимодействий, предельных параметрах и фазовых переходах ядерной материи. Становится все более очевидным, что построение последовательной, аксиоматически акцентированной теории ядерной материи неразрывно связано с развитием и детализацией теории сильных взаимодействий – квантовой хромодинамики и ее практической реализацией в виде точных моделей атомного ядра.

Основная трудность описания процессов фрагментации состоит в чрезвычайной сложности акта адрон-ядерного и ядро-ядерного взаимодействия, в частности – в наличии протяженной пространственно-временной фазы этого акта, участия многих тел во взаимодействии, недостаточной изученности особенностей фундаментального акта адрон-адронного взаимодействия в ядерной среде, а также большого числа степеней свободы конечного состояния [1. С. 153–267; С. 597–645; 2. С. 91–136; 3. С. 1285–1335; 4. С. 1093–1156; 5. С. 245–258].

В теоретическом аспекте современное состояние релятивистской ядерной физики характеризуется существованием многочисленных модельных представлений, в рамках которых предпринимаются попытки понять и систематизировать уже известные факты и предсказать новые черты изучаемых явлений. Однако, в силу сложности и неполноты теории сильных

взаимодействий, большая часть этих попыток носит полуфеноменологический характер и, как правило, претендует на описание лишь отдельных черт явления. Трудность построения последовательной физической теории ядра связана в первую очередь с недостаточной полнотой и несистематизированностью данных о ядерных силах. Сюда добавляются также математические трудности, поскольку ядро является многочастичной квантовой системой с сильным взаимодействием. Поэтому на основе первичных физических принципов до сих пор рассматривалась структура только простейших ядер – дейтрона, тритона и гелия. Существующие и успешные модели ядра можно схематически классифицировать как одночастичные (модели независимых частиц), коллективные (модели с сильным взаимодействием) и обобщенные, включающие черты двух предыдущих.

В одночастичных моделях учитываются степени свободы, ответственные за движение индивидуальных нуклонов, в коллективных – степени свободы, определяющие коррелированное движение всех нуклонов ядра. Следует отметить, что большинство этих моделей в качестве базовой картины используют потенциальный подход. Потенциалы, отражают частные свойства участвующих во взаимодействии нуклонных систем и частиц и нередко взаимно-исключают друг друга. Количественное описание ядерных реакций с квантовомеханической точки зрения может быть только статистическим, т.е. таким, в котором принципиально можно говорить лишь о вероятностях различных процессов (каналов), характеризующих ядерную реакцию. В этом плане представляется важным введение в модели эмпирических, экспериментально установленных и аксиоматически обусловленных параметров.

Теоретические подходы к описанию механизма ядерной фрагментации связаны с разработкой и практической апробацией различных по физической аксиоматике моделей. Они характеризуются различной степенью использования основополагающих принципов квантовой хромодинамики,

эмпирической параметризации ядерной фрагментации, учета законов сохранения энергии-импульса, детализации элементарных актов адрон-адронных взаимодействий и, как следствие, имеют различную предсказательную силу. Многие модели создавались *ad hoc* и предназначались для анализа узкого круга фундаментальных явлений и задач. В частности, повышенный интерес к предельным параметрам ядерной материи (аномальная плотность, термодинамические температура и давление, характеризующие соударения тяжелых релятивистских ионов) и возможным фазовым переходам адронной материи в кварк-глюонную плазму при мультифрагментации ядер породил целые классы модельных подходов. Так, например, класс статистических моделей постулирует сценарий, основанный на существовании характерного «вымороженного» объема и установления в нем статистического равновесия. При этом в статистических расчетах не рассматривается фундаментальное двухчастичное взаимодействие, а вводятся взамен свойства композитов (связанных объектов), их энергия связи и распределение возбужденных состояний по фазовому объему, т.е. физическая картина соответствует химическому равновесию в идеальных газах. Конкретные реализации подхода связаны с особенностями учета взаимодействия композитов.

Среди других теоретических подходов, претендующих на установление физической картины и особенностей ядерной фрагментации, упомянем статистическую модель фрагментации Гольдхабера [6. С. 306–308], модель Хаузера-Фешбаха [7. С. 300–306], модель внутриядерного каскада [1. С. 268–325; 2. С. 91–136] и многие другие. Далее по мере необходимости мы будем возвращаться к физической сути этих моделей и давать требуемые пояснения. Сейчас лишь отметим, что одна из основных задач современного этапа состоит в детальной количественной проверке этих моделей (или модельных представлений) с целью определить наиболее близкие к

действительности и плодотворные подходы и идеи, могущие войти составной частью в будущую теорию.

В более ранних работах [8. С. 3–36] проводился анализ применимости многих упомянутых теоретических походов к проблеме мультифрагментации. В частности, было установлено, что по детальности выходных характеристик, учету особенностей внутриядерных процессов и ясности физической картины, транспарентности модельных параметризаций, наконец, по реализации модели в виде монте-карловских событий, создающей возможности непосредственного сравнения результатов модели с экспериментальными данными для нашего анализа наиболее подходит каскадно-фрагментационная испарительная модель (КФИМ) [9. С. 1–15; 10. С. 649–674; 11. С. 1–23].

В КФИМ используется трехстадийная картина адрон-ядерного соударения [1. С. 268–325; 2. С. 91–136], объединенная с модифицированной моделью Ферми множественного рождения [12. С. 570–583]. В модели фрагментирующее ядро рассматривается как идеализированный ферми-газ. После инициализирующего возбуждения ядра в результате соударения первичной частицы с нуклонами ядра и стадии внутриядерного каскада в ядре-остатке устанавливается термодинамическое равновесие. В этом случае вероятность распада термализованного ядра-остатка по определенному каналу пропорциональна фазовому объему составляющих частиц с учетом их спиновых состояний масс, а также учитывается распад на фрагменты, как в основном, так и в возбужденном состоянии. Распад термализованного возбужденного ядра состоит в изотропном разлете в системе центра масс, а кинетическая энергия частиц складывается из энергии связи и дополнительного кулоновского расталкивания [9. С. 1–15; 10. С. 649–674; 11. С. 1–23]. В модели учтен вторичный распад возбужденных нестабильных фрагментов ${}^5\text{Li}$, ${}^5\text{He}$, ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$ на альфа-частицы и нуклоны. Данная модель позволила успешно описать значительный объем экспериментальной информации по

множественностям отдельных типов частиц, инклюзивным спектрам и даже отдельным корреляционным явлениям в процессах фрагментации средних и тяжелых ядер при промежуточных и высоких энергиях. Ее применение к легким ядрам, таким как кислород, с более высокой энергией связи представляет особый интерес для более глубокого понимания особенностей ядерной структуры чётно-чётных ядер.

В экспериментальном плане существующая ситуация характеризуется, прежде всего, быстрым продвижением исследований в область больших энергий (импульсов на нуклон сталкивающихся ионов), стремлением к разнообразию сталкивающихся объектов (расширение диапазона массовых чисел ядер), постановкой узконаправленных и специальных экспериментов по решению частных задач. Если ранние исследования адрон- и ядро-ядерных взаимодействий [1. С.153–267; С. 597–645; 2. С. 91–136; 13. С. 107–134, С. 265–275; 14. С. 131–143, С. 156–183, С. 315–343; 15. С. 186–277; 16. С. 91–101, С. 165–212] были направлены на изучение процессов множественной генерации как в ядерной компоненте космических лучей, так и специальных ускорительных экспериментах, то современный этап характеризуется повышенным вниманием к процессам фрагментации ядер [3. С. 1285–1335; 4. С. 1093–1156; 5. С. 245–258; 6. С. 306–308; 7. С. 300–306]. Отметим два важных факта, имеющих отношение к тематике данной работы: 1) усиление интереса к фрагментации сталкивающихся ионов, ранее пренебрегавшейся из-за большего интереса к процессам адронизации при множественной генерации частиц и факторизации амплитуд конечных состояний взаимодействия, связанных с частицей-снарядом и мишенью; 2) рост количества и значимости работ, относящихся к прецизионным измерениям характеристик отдельных каналов релятивистских ядерных реакций. Первый факт связан с уяснением роли фрагментации релятивистских ядер как своеобразного анализатора динамической структуры ядра, второй – с возможностью регистрации и измерения кинематических характеристик

продуктов фрагментации, что невозможно было осуществить на неподвижном ядре-мишени с помощью трековых приборов.

Гносеологической основой экспериментальных исследований в области релятивистских энергий является классификация ядерных реакций на прямые (стриппинг и подхват нуклонов) и нерезонансные (в нашем случае высокоэнергичные) реакции, идущие через составное ядро. Последние возникают в случае, когда налетающая частица передает ядру достаточно высокую энергию возбуждения, что вызывает перекрытие его энергетических уровней. Частица, попавшая в ядро, быстро теряет энергию, передавая ее всем нуклонам ядра. Возникает равновесное внутреннее состояние ядра, аналогичное термодинамическому равновесию макроскопической системы. Иногда для характеристики такого состояния вводят термодинамическую температуру, являющуюся мерой возбуждения ядерной системы. В течение некоторого времени (времени жизни составного ядра), энергии каждого нуклона недостаточно для вылета из ядра, хотя в целом ядро сильно возбуждено. Но если в результате флуктуации один из нуклонов получит достаточную для «испарения» энергию, он покинет ядро. Далее процесс повторяется и может испариться другой нуклон и т.д. Эта базовая картина называется каскадным испарением и реализована в ряде упомянутых выше конкретных моделей. Подчеркнем здесь то обстоятельство, что предсказания моделей этого типа недостаточно согласуются с экспериментальными данными, как по резонансным, так и нерезонансным ядерным реакциям. Это свидетельствует как о правдоподобности такой физической картины, так и о том, что помимо реакций, идущих через составное ядро, имеются и другие существенные механизмы ядерных реакций. Следует также отметить, что если энергия возбуждения составного ядра незначительно меньше энергии отделения от него нуклона или группы нуклонов или превосходит ее, то вылет частиц может происходить еще до того, как

сформируется равновесное внутриядерное состояние – так называемый предравновесный распад.

При высоких энергиях картина несколько модифицируется. В области энергий до 1 ГэВ сечение рождения пионов в первом соударении налетающей частицы с внутриядерным нуклоном мало и происходят главным образом квазиупругие процессы. В этом случае налетающая частица передает часть своего импульса одному из нуклонов ядра, который и инициирует описанный выше внутриядерный каскад. В области энергий больших 1 ГэВ преобладают неупругие процессы, приводящие к образованию пионов и частичному их включению в процесс внутриядерного каскада. Естественно, что при таком взаимодействии, так же как и при упругом, часть энергии будет передана нуклонам ядра и произойдет расщепление ядра. Описанная картина взаимодействия достаточно хорошо установлена в физике космических лучей до энергий 100000 ГэВ [13. С. 3 - 279; 14. С. 5 - 381] и в ускорительных экспериментах до 800 ГэВ.

Особенности прямых ядерных реакций можно понять, если предположить, что вылетающая из ядра частица получает энергию и импульс в результате взаимодействия непосредственно с налетающей частицей. Надо также предположить, что такие процессы происходят на периферии ядра. В этой области ядра плотность нуклонов заметно меньше, чем в центре ядра, так что нуклон или нуклонный кластер (возможно в возбужденном состоянии), получив энергию и импульс от налетающей частицы, может с большей вероятностью покинуть ядро.

Важно подчеркнуть, что в релятивистских ядерных реакциях частица, влетая в ядро и сталкиваясь с его нуклонами, не успевает потерять всю свою энергию, так как число ее внутриядерных столкновений с нуклонами (перерассеяний) может оказаться для этого недостаточным. Кроме того, сохранение первичной частицей значительной доли энергии (эффект лидирования) и наличие спектра параметров ударов столкновения сильно

вливают на величину переданной ядру энергии. По этой причине фактически имеется очень широкий спектр энергий возбуждения ядра. Ядерные реакции в этом случае протекают в три разделенные во времени и пространстве стадии. В первой, быстрой стадии налетающая частица выбивает из ядра несколько быстрых нуклонов (или малонуклонных ассоциаций), энергии и угловые распределения которых зависят от энергии налетающей частицы и параметров соударения. Число внутриядерных соударений определяется как числом нуклонов на пути налетающей частицы, так и кварковой структурой частицы-снаряда. На этом этапе происходит так же высокоэнергетическая генерация новых частиц – главным образом пионов (а также, в зависимости от энергии налетающей частицы и порога реакции – каонов, протон-антипротонных пар, гиперонов и т.д.), которые быстро покидают ядро и во внутриядерном каскаде участия практически не принимают. Во второй, медленной стадии часть вторичных нуклонов в течение некоторого времени совершает «броуновское» движение внутри ядра, в результате чего образуется возбужденное составное ядро, сильно отличающееся от первичного ядра. В третьей стадии происходит распад составного ядра с вылетом из него нуклонов, групп нуклонов или пионов. При высоких энергиях налетающих частиц и больших передачах ядру этой энергии (≥ 5 МэВ на нуклон) могут происходить «взрывы» ядер (ферми-развал ядра), в результате которых ядро разваливается на большое число фрагментов.

Остановимся на некоторых особенностях ядерных реакций, отличающихся различной природой бомбардирующих частиц. Сюда относятся ядерные реакции под действием нейтронов, протонов, дейтронов, ядер гелия, многозарядных (тяжелых) ионов. Эти реакции во многих отношениях сходны между собой. Причина этого – в подобии (или идентичности) механизма этих реакций: в большинстве случаев они идут с образованием и последующим распадом составного ядра. Различие же между ними в основном связано с различием электрических зарядов бомбардирующих частиц. Оно сказывается

на проницаемости кулоновского барьера, когда бомбардирующая частица находится за пределами ядра, и становится малосущественным для последующего распада образовавшейся составной системы, когда начинают действовать ядерные силы, определяющие механизм реакции.

С целью акцентирования роли работы и актуальности полученных результатов мы приведем краткий обзор основных результатов работ, выполненных за последние 25–30 лет в области физики ядра и элементарных частиц при высоких энергиях и физики космических лучей при сверхвысоких энергиях.

Выполнен цикл исследований множественной генерации частиц в π^-N - и π^-C -соударениях при 4 и 40 ГэВ/с, основные результаты которых заключаются в следующем:

1. Впервые обнаружено наступление скейлинга инклюзивных сечений заряженных пионов в области фрагментации мишени в адрон-ядерных соударениях, происходящее при относительно более низких энергиях, чем для адрон-нуклонных взаимодействий [8. С. 3–36.];

2. Исследование свойств лидирующих частиц в неупругих пион-углеродных и пион-нуклонных соударениях при 40 ГэВ/с [8. С. 3–36; 17. С. 3–17] позволило впервые установить, что:

а) спектры лидирующих π^\pm -мезонов удовлетворяют гипотезе факторизации, т.е. импульсные распределения лидирующих пионов одного и того же знака заряда имеют идентичную форму независимо от типа мишени (нуклон или углерод);

б) средние энергии, множественности вторичных протонов и пионов из области фрагментации мишени не зависят от кинематических характеристик лидирующих частиц;

3. Впервые в области первичных энергий >4 ГэВ в π^-C -соударениях изучено образование нейтральных мезонных резонансов (ρ^0 , ω^0 , f^0), и показано, что в сечение образования ρ^0 -мезона в основном, дают вклад

центральная область и область фрагментации налетающего пиона [18. С. 1–9; 19. С. 3–32];

4. Показано, что основными источниками образования быстрых «лидирующих» π^+ -мезонов, образованных в π^-N - и π^-C -взаимодействиях являются быстрые мезонные резонансы с G-четностью плюс единица [17. С. 3–17].

В ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях обнаружены азимутальные корреляции, связанные с развитием внутриядерного каскада, и быстротные корреляции, обусловленные флуктуациями чисел нуклонов снаряда и мишени, участвующих во взаимодействии.

За последнее десятилетие впервые в условиях 4 π -геометрии исследовано образование Δ^0 - и Δ^{++} -резонансов в $p^{12}C$ -, $^4He^{12}C$ -, $^{12}C^{12}C$ - и $^{12}C^{181}Ta$ -взаимодействиях при 4.2 А ГэВ/с, $\pi^{-12}C$ -соударениях при 40 ГэВ/с и ^{16}O -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с [20. С. 75; 21. С. 76; 22. С. 94-99; 23. С. 43–54; 24. С. 459–466; 25. С. 79–84; 26. С. 352–357; 27. С. 29–33]. Массы и ширины спектров эффективных масс резонансов были получены путем анализа распределений по эффективной массе пар ($p\pi^\pm$). Найденные ширины спектров эффективных масс резонансов в ядро-ядерных соударениях оказались существенно меньшими соответствующих значений для нуклон-нуклонных взаимодействий. Определены вклады в образование пионов от распадов Δ -резонансов, а также прямого рождения пионов. В целом полученные результаты согласуются с существованием в ядре коллективного механизма возбуждения Δ -изобары. В CTa -соударениях при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон впервые в условиях полной геометрии оценены инклюзивные сечения образования Δ^0 - и Δ^{++} -изобар, а также определены их ширины и массы. Показано, что около 2/3 заряженных пионов с $p \leq 0.7$ ГэВ/с в л. с. в CTa -соударениях при 4.2 А ГэВ/с образуются от распадов Δ^0 - и Δ^{++} -изобар. Обнаружено заметное уменьшение средней ширины и массы Δ -изобар, образующихся на ядрах в сравнении с соответствующими

параметрами Δ -изобар, образующихся в соударениях свободных нуклонов. Средняя ширина (время жизни) Δ -изобар, образующихся на ядрах тантала, практически совпала со средними ширинами Δ -изобар, образующихся на ядрах углерода в CC - и ${}^4\text{He}C$ -соударениях при $4.2 \text{ A ГэВ}/c$ и π^-C -взаимодействиях при $40 \text{ ГэВ}/c$, а также ядрах кислорода в ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при $3.25 \text{ A ГэВ}/c$. Независимость средней ширины Δ -изобар от массы фрагментирующего ядра и первичной энергии, в свою очередь, показывает, что модификация параметров Δ -изобары в ядре определяется не размерами ядра и не откликом ядра как целого, а коллективными свойствами (такими как адронная плотность) малой локальной области ядра вокруг точки генерации в момент образования Δ -изобары.

Выполнено систематическое и единообразное исследование множественного образования частиц в соударениях релятивистских ядер с ядрами в широком диапазоне первичных энергий от 4 до 200 A ГэВ методом ядерных фотоэмульсий. Основные результаты сводятся к следующим [28. С. 3–41]:

1. Множественность и угловые распределения g -частиц (преимущественно медленных протонов), показывая зависимость от параметра удара, не зависят от первичной энергии, начиная приблизительно с 1 A ГэВ . Кроме того, их угловые распределения не зависят от массы снаряда и мишени и подчиняются универсальной зависимости, полученной для адрон-ядерных соударений, свидетельствуя о постоянстве передаваемой ядру-мишени средней энергии и ее распределения;

2. При экспериментальном исследовании рожденных частиц наблюдается предельная фрагментация, как в области фрагментации мишени, так и в области фрагментации снаряда. Установлено, что средняя множественность рожденных частиц логарифмически растет с энергией, а ее зависимость от массы мишени значительно сильнее, чем в адрон-ядерных взаимодействиях. Распределения по множественности отражают геометрию

ядро-ядерного столкновения и демонстрируют независимость от энергии в KNO переменных ($z=n/\langle n \rangle$);

3. Распределения по множественности в быстротных окнах имеют стохастический характер и могут быть описаны отрицательным биномиальным распределением. Определено число источников рождения частиц.

В совокупности, полученные выше результаты позволяют заключить, что в адрон-ядерных и ядро-ядерных соударениях, начиная с энергий несколько ГэВ на нуклон, наблюдается наступление скейлингового режима и, как следствие, реализация предельной фрагментации в областях фрагментации ядра-мишени и ядра-снаряда. Основная часть этих результатов может быть интерпретирована в рамках современных теоретических моделей, основанных на представлении о кварк-глюонной структуре адронов и последовательно учитывающих геометрические особенности обоих классов взаимодействий и вклад процессов многократного рассеяния первичной и вторичных частиц.

В настоящее время наблюдаются новые явления, требующие систематизации и физического осмысления. В частности, впервые наблюдалось проявление коллективных эффектов в областях фрагментации снаряда и мишени и центральной области. Эти эффекты характеризуются взаимодействием большего, чем в нуклонах числа конституентных кварков адронов и, возможно, проявлением цветных степеней свободы взаимодействующих объектов. Эти явления сводятся к следующим:

1. Впервые обнаружены и исследованы процессы образования кумулятивных $\Delta^{++}(1232)$ -, $\Delta^0(1232)$ - и $N^*(1440)$ -изобар. Установлено, что такие изобары обладают существенными импульсами [29. С. 3–31];

2. В спектре эффективных масс пар протонов обнаружены статистически обеспеченные (≥ 4 стандартных отклонений) максимумы, положения и ширины которых не зависят ни от типа соударения, ни от

первичной энергии (4-300) ГэВ. Для масс и ширин этих возможных кандидатов в дибарионные резонансы получены следующие значения [29. С. 3–31]:

$$M_1 = 1922 \pm 1.3 \text{ МэВ} \quad \Gamma_1 = 11 \pm 3.6 \text{ МэВ}$$

$$M_2 = 1940 \pm 1.3 \text{ МэВ} \quad \Gamma_2 = 10 \pm 4.6 \text{ МэВ}$$

$$M_3 = 1945 \pm 1.3 \text{ МэВ} \quad \Gamma_3 = 21 \pm 7.1 \text{ МэВ}$$

$$M_4 = 2017 \pm 1.3 \text{ МэВ} \quad \Gamma_4 = 5 \pm 2.0 \text{ МэВ}$$

Получено указание на существование (в пределах 3 стандартных отклонений) резонанса в системе трех протонов при массе 2910 МэВ, сигнал, от которого усиливается в событиях, когда одна из протонных пар имеет массу в области возможных дибарионных резонансов;

3. Средние значения поперечных импульсов заряженных пионов, образованных в пион-нуклонных и пион-углеродных соударениях очень слабо возрастают с энергией и практически не зависят от массового числа ядра-мишени. Впервые показано, что независимость или слабая зависимость средних поперечных импульсов заряженных пионов от массового числа ядра-мишени обусловлена эффектами компенсаций, связанных с ростом поперечных импульсов в передней полусфере за счет многократных перерассеяний и смягчения их спектра в задней полусфере по сравнению с элементарным актом [17. С. 3–17];

4. Определена максимальная плотность энергии в ядро-ядерных столкновениях, достигающая в отдельных событиях критического значения для образования кварк-глюонной плазмы $\approx 3 \text{ ГэВ}/\text{fm}^3$ [28. С. 3–41].

5. В процессах мультифрагментации ядер золота при 10.7 А ГэВ обнаружено наличие радиальных потоков спектаторных фрагментов ядра-снаряда [30. С. 3–19];

6. В ядро-ядерных столкновениях впервые наблюдается появление мультифрактальности, позволяющей выделить динамические корреляции, не объяснимые геометрическими эффектами [28. С. 3–41].

Основные выводы представленных выше результатов заключаются в следующем:

1. Хотя в соударениях с ядрами доминируют эффекты многократных столкновений составляющих нуклонов, однако наблюдаются эффекты, не объяснимые без привлечения кварк-глюонной структуры адронов;

2. В глубоко неупругих ядерных взаимодействиях реализуются коллективные эффекты, проявляющиеся в обильном рождении нуклонных резонансов (Δ -изобар), дибарионных резонансов, радиальном потоке ядерных частиц, эффектах перемежаемости и мультифрактальности, выстроенности струй частиц;

3. Показано, что в глубоко неупругих ядерных взаимодействиях достигаются пороговые для образования кварк-глюонной плазмы плотности;

4. Ядро-ядерное взаимодействие при высоких энергиях принципиально не возможно объяснить простой суперпозицией элементарных нуклон-нуклонных соударений.

Полученные результаты в совокупности свидетельствуют о существенной роли коллективных эффектов в ядерных взаимодействиях. Важнейшими выводами из более позднего экспериментального изучения процессов фрагментации в высокоэнергичных адрон- и ядро-ядерных взаимодействиях являются [28. С. 3–41; 31. С. 225; 32. С. 926–929; 33. С. 1735–1747; 34. С. 255–289; 35. С. 429–477]:

а) нарушение факторизации полных сечений выхода фрагментов определенного типа для ядра-снаряда и ядра-мишени, или, по крайней мере, существование угловой зависимости эффекта;

б) сравнительно быстрое установление режима энергетической независимости сечений выхода легких фрагментов (больших 2-3 ГэВ);

в) подобие энергетической зависимости сечений образования изотопов одного и того же элемента и независимость формы изотопных распределений от массы ядра-снаряда;

г) корреляции зависимости сечений выхода ядер-фрагментов от массового числа налетающего ядра с изотопным составом фрагментов;

д) уширение энергетических и угловых спектров легких фрагментов с ростом массового числа фрагментирующих ядер.

Приведенный краткий обзор основных результатов показывает, что, несмотря на разнообразие экспериментального материала, охватывающего очень широкий спектр первичных энергий и массовых чисел взаимодействующих ядер, имеются значительные пробелы в полноте и эвристических возможностях данных. Направленность экспериментов с релятивистскими ядрами на поиск эффектов кварк-глюонной плазмы обусловила изучение, главным образом множественного рождения частиц, оставив практически без внимания вопросы совместного протекания процессов фрагментации и множественной генерации, поскольку в этих экспериментах были важны параметры плотности ядерной материи и ее температура.

Таким образом, практически отсутствуют эксперименты, выполненные в условиях полной 4π -геометрии, а также по полной идентификации топологических каналов ядерных реакций и определению сечений выхода изотопов с атомными номерами, большими 5 даже для ядер-снарядов. Имеется небольшое количество экспериментов, выполненных с помощью электроники, касающихся измерений сечений выхода отдельных изотопов в узких телесных углах, но не дающих их полного спектра. Отсутствуют работы по исследованию совместного образования разных фрагментов и их типов. По этой причине недостаточна информация об эксклюзивных каналах мультифрагментации, дающих наиболее важные данные о механизмах фрагментации и протекающих ядерных реакциях.

1.2. Результаты исследований кластерных структур легких ядер методом ядерной фотоэмульсии

В последнее десятилетие получила развитие концепция о возможном нахождении барионной материи в холодной разреженной фазе с кластеризацией нуклонов в легчайшие ядра ${}^4\text{He}$ (α -частица), ${}^3\text{He}$ (h), ${}^2\text{H}$ (d) и ${}^3\text{H}$ (t). Теоретические исследования, выполненные в этом направлении, дали мотивацию новым экспериментам по кластерной спектроскопии. Эти эксперименты ориентировались на изучение кластерных ансамблей α , h , d и t как целостных квантовых систем. В связи с этим особый интерес проявлялся к периферическим соударениям релятивистских ядер с ядрами, как источнику информации о кластерных особенностях легких ядер. Периферическая фрагментация представляет собой мощное средство для кластерной спектроскопии благодаря проявляющейся в ней тенденции конфигурационного перекрытия структуры основного и конечных состояний фрагментирующего ядра. В наиболее периферических соударениях (при относительно малых возбуждениях) исходные кластерные системы фрагментирующих ядер сохраняются наиболее полно.

В 2002 г. вновь образованным на базе ЛВЭ ОИЯИ Международным сотрудничеством BECQUEREL [36. С. 1694–1698; 37. С. 241–244; 38. С. 92–95; 39. С. 351–365] была выдвинута программа облучений ядерной эмульсии, целью которой являлось получение картины периферической фрагментации для целого семейства легких ядер. Облучения ядерной эмульсии были проведены в пучках изотопов бериллия, бора, углерода и азота, в том числе радиоактивных, которые впервые сформировались на нуклотроне ОИЯИ.

В ядерной эмульсии, облученной в пучке ядер ${}^6\text{Li}$ с импульсом $4.5A$ ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ, на длине 234.1 м было зарегистрировано 1657 неупругих взаимодействий [40. С. 1461–1467; 41. С. 137]. Из 31 «белых

звезд» диссоциации ядер ${}^6\text{Li}$ (с суммарным числом нуклонов $\sum A_{fr} = 6$) 23 события соответствовали каналу диссоциации $\alpha + d$, $4 - {}^3\text{He} + t$, $4 - t + d + p$. Такое распределение событий по каналам диссоциации указывает на $\alpha + d$ кластерную структуру ядра ${}^6\text{Li}$.

В ядерной эмульсии, облученной в пучке ядер ${}^7\text{Li}$ с импульсом $3A \text{ ГэВ}/c$, на длине 185 м прослеженных следов найдено 1274 неупругих взаимодействия [42. С. 1479–1485; 43. С. 83–85]. При этом число «белых звезд» оказалось равным 92, большинство из которых состояли из 2-частичных конфигураций, представляющих диссоциации ${}^7\text{Li}$ на одно- и двухзарядную частицу – ${}^7\text{Li} \rightarrow \text{He} + \text{H}$ (80 событий). Определение массы релятивистских фрагментов показало, что 50% этих событий представляют собой распад по каналу $\alpha + t$, а по каналам $\alpha + d + n - 30\%$ и $\alpha + p + 2n - 20\%$. Такое преобладание тритонов в изотопном составе однозарядных фрагментов наглядно указывает на доминирующую роль тритонного кластера при фрагментации ядра ${}^7\text{Li}$ в наиболее периферических соударениях.

Для получения информации о кластеризации легких ядер на основе ${}^3\text{He}$ было выполнено облучение ядерной фотоэмульсии во вторичном пучке ядер ${}^7\text{Be}$ [44. С. 267–275; 45. С. 1266–1272]. Анализ «белых звезд», образованных от диссоциации ядра ${}^7\text{Be}$ показал, что в половине взаимодействий содержится по два фрагмента $Z_{fr} = 2$, столько же событий содержат по одному гелиевому и по два однозарядных фрагмента. Большая доля событий, представляющих собой диссоциацию ядер ${}^7\text{Be}$ на два гелиевых фрагмента, указывает на высокую вероятность такого типа кластеризации в структуре ядра ${}^7\text{Be}$.

При исследовании фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ на $2\alpha + n$ получено, что порядка 72 % событий реализуются через промежуточные состояния 0^+ и 2^+ нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$ [46. С. 1261–1266; 47. С. 273–279; 48. С. 1595–1599], а остальная часть фрагментации осуществляется с образованием нестабильного ядра ${}^5\text{He}$ совместно с α -частицей или за счет распада ядра ${}^8\text{Be}$

в высоковозбужденном состоянии, что приводит к большим углам разлета наблюдаемых α -частиц в конечном состоянии.

При исследовании диссоциации ядра ^{10}B была установлена лидирующая роль кластеризации на основе дейтрона $2\alpha + d$ [49. С. 25–29; 50. С. 437–442].

Эксперимент по фрагментации ядра ^{11}B [51. С. 329–334] был нацелен на то, чтобы выявить относительную роль каналов с наиболее низкими порогами отделения фрагментов: $^7\text{Li} + \alpha$ (8.7 МэВ), $2\alpha + t$ (11.2 МэВ) и $^{10}\text{Be} + p$ (11.2 МэВ). Ядерная эмульсия была облучена на нуклотроне ОИЯИ в пучке ядер ^{11}B с импульсом 2.75А ГэВ/с. При анализе состава продуктов распада ядер ^{11}B в канале диссоциации получено указание на преобладание $2\alpha + t$ канала среди остальных.

В исследовании диссоциации релятивистского ядра ^{14}N [52. С. 1271–1276; 53. С. 50–56] установлено лидирование канала развала на $3\alpha + d$ и ее соответствие области 3α -кластерных возбуждений ядра ^{12}C при вкладе основного состояния ядра ^8Be не менее 20%.

Таким образом, можно заключить, что в легких ядрах в зависимости от того что они являются четно-четными, нечетно-четными (четно-нечетными) или нечетно-нечетными при малых уровнях их возбуждения могут проявляться не только α -кластерные, но и $\alpha+h$, $\alpha+t$, $\alpha+d$ и тому подобные кластерные структуры, которые в конечном итоге определяют состав и вероятности выхода конечных продуктов реакции.

1.3. Основные результаты ранних и недавних исследований кислород-протонных соударений и нерешенные в них вопросы

Литература по процессам мультифрагментации и выполненным экспериментам очень обширна. По этой причине, а также в целях выделения научной новизны настоящей работы, остановимся на ранних результатах исследования кислород-протонных взаимодействий [8. С. 3–36; 54. С.

413–424; 55. С. 285–296]. В этих работах получены первые характеристики ^{16}O -взаимодействий при 3.25 ГэВ/с на нуклон: распределения по множественности рожденных частиц и фрагментов, одночастичные импульсные спектры для фрагментов с массовыми числами $A \leq 3$, сечения всех топологических каналов фрагментации, сечения выхода изоспиновых дублетов (зеркальных ядер) с массовыми числами $A = 3$ и $A = 7$ на малой статистике. Было показано, что среди многозарядных фрагментов – продуктов реакции, основную часть составляют двухзарядные фрагменты – изотопы ядра гелия. Сечение их образования оказалось соизмеримым с неупругим сечением ядерных реакций. В частности, было установлено, что в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с средняя множественность двухзарядных фрагментов равна 0.62 ± 0.01 , и при этом 79.7% ее составляют ядра ^4He , 19.8% – ^3He , а 0.5% – ^6He . В этих же реакциях наблюдалось совпадение средних множественностей зеркальных ядер (^3H , ^3He и ^7Li , ^7Be).

Таким образом, до выполнения настоящей диссертационной работы на небольшой статистике был выполнен первый анализ процессов множественной генерации частиц и фрагментации релятивистских ядер кислорода во взаимодействиях с протонами при 3.25 А ГэВ/с и получены следующие основные результаты [8. С. 3–36].

1. Установлено, что многие корреляционные зависимости множественностей рожденных частиц и кинематических характеристик могут быть поняты в рамках представлений о многократных независимых соударениях нуклонов падающего ядра кислорода с протоном-мишенью с учетом вклада процесса фрагментации ядра [54. С. 413–424].

2. Определен изотопный состав стабильных ядер с массовыми числами от 1 до 16 и показано, что среди многозарядных фрагментов наибольшую среднюю множественность имеют двухзарядные фрагменты [54. С. 413–424].

3. Впервые измерены сечения всех возможных топологических каналов фрагментации ядра кислорода и обнаружено, что среди них преобладают каналы с выходом двухзарядных фрагментов, основную долю которых составляют α -частицы [55. С. 285–296].

В совокупности полученные результаты указывают на существенную роль исходной α -кластерной структуры фрагментирующего ядра, влияющей на состав конечных продуктов реакции.

4. Выполнено сопоставление с отдельными теоретическими моделями и показано, что ни одна из существующих моделей не обеспечивает количественного описания совокупности экспериментальных данных. Общий вывод состоит в том, что модели дают качественную картину общих закономерностей процессов множественного рождения и фрагментации, дающих доминирующий (90%) вклад в полное неупругое сечение взаимодействий ^{16}O р при 3.25 ГэВ/с на нуклон.

Таким образом, результаты работ [8. С. 3–36; 54. С. 413–424; 55. С. 285–296] содержат общую оценку особенностей фрагментации ядер кислорода, однако в них практически не исследованы многочастичные явления в мультифрагментации и не установлены механизмы образования фрагментов.

В период выполнения (2001–2014 гг.) данной диссертационной работы появился ряд работ [56. С. 534–541; 57. С. 84–91; 58. С. 9–14; 59. С. 636–641; 60. С. 268–271; 61. С. 35–37; 62. С. 51–54; 63. С. 293–298; 64. С. 25–29; 65. С. 28–29; 66. С. 349–354; 67. С. 14–19; 68. С. 11–13], посвященных исследованию процессов фрагментации ядер кислорода во взаимодействиях с протонами при 3.25 А ГэВ/с. Основные результаты этих исследований заключаются в следующем:

1. Впервые определены сечения выхода 6- и 7-нуклонных систем и ядер в ^{16}O р-соударениях при импульсе 3.25 А ГэВ/с. Получено указание на существенную роль α -кластерной структуры ядра кислорода в формировании

этих систем и ядер. Характеристики частиц, сопровождающих образование 6- и 7-нуклонных систем и ядер, определяются в основном суммарным массовым числом и зарядом конечного многонуклонного состояния;

2. Установлена сводимость зарядовообменных процессов к передаче заряда протона-мишени только нейтронам снаряда (не участвующих в формировании многонуклонных ядер) и рождению заряженных пионов;

3. Показано, что формирования зеркальных ядер ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ происходят в близких кинематических условиях и при одинаковом разрушении ядра ${}^{16}\text{O}$. Установлено совпадение сечений образования зеркальных 7-нуклонных систем и ядер;

4. Установлена независимость средних множественностей протонов- и нейтронов-фрагментов от числа ассоциированных дейтронов, указывающая на то, что значительная часть дейтронов образуется за счет разрушения α -кластеров ядра ${}^{16}\text{O}$;

5. Впервые установлено существенное различие механизмов образования протонов, легких фрагментов с $A \leq 3-4$ и фрагментов с $A \geq 5$ в зависимости от переданного ядру кислорода 4-импульса;

6. Определено значение переданного ядру ${}^{16}\text{O}$ 4-импульса ($\Delta=0.25$ ГэВ/с), условно разделяющее процессы фрагментации на периферические и непериферические;

7. Обнаружено предельное поведение средней кинетической энергии протонов-фрагментов с Δ , связанное с дополнительным образованием протонов и пионов;

8. Установлена независимость относительных вкладов различных механизмов образования легких ядер – ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ от степени возбуждения ядер кислорода, что подтверждается фактом независимости средних кинематических характеристик этих ядер от степени возбуждения ядер кислорода;

9. Определены вклады возбужденных ядер ${}^6\text{Li}^*$, ${}^7\text{Li}^*$, ${}^9\text{B}^*$ и ${}^{10}\text{B}^*$ в образование систем $\alpha+d$, $\alpha+t$, $2\alpha+p$ и ${}^6\text{Li}+\alpha$, соответственно.

В работах [69. С. 1450042–1450048; 70. С. 19–21] впервые показано о возможности существования многопротонных кластеров и установлено, что массы и ширины спектров эффективных масс протонов линейно растут с числом протонов в них.

Из представленного выше краткого обзора о важнейших результатах теоретических и экспериментальных работ по изучению соударений адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях можно заключить, что их основная часть касается множественного рождения частиц. Данных по фрагментациям ядер крайне мало и они в основном касаются одночастичных спектров определенного типа фрагментов. Даже для легких ядер с массовыми числами $A \geq 10$ отсутствуют данные по совокупным составам фрагментов, образующихся при их фрагментации. С другой стороны, процессы множественной генерации частиц и фрагментации, как уже указывалось выше, исследовались в отдельности, что не позволило установить взаимосвязь между этими двумя явлениями. Несмотря на имеющийся очень большой банк экспериментальных данных по образованию протонов в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях не определены вклады основных механизмов их образования. Не проводился сравнительный анализ формы импульсных спектров протонов для разных ядер снарядов и мишеней при различных энергиях, что позволило бы установить общие закономерности их образования. До сих пор не удалось количественно описать распределение по множественности даже для быстрых протонов, не говоря уж об их полной множественности. Отсутствуют данные, аргументированно доказывающие влияние исходной (α -кластерной) структуры фрагментирующего ядра на состав конечной продукции реакции. Практически нет данных по инклюзивным сечениям образования нестабильных изотопов в процессах фрагментации ядер, тем более по их соотношению в отдельных реакциях.

Отмеченные особенности современного состояния исследований по анализируемой проблеме собственно и определили направления анализа и задачи настоящей диссертационной работы.

1.4. Общая характеристика использованного в диссертации экспериментального материала

Анализируемые в настоящей работе экспериментальные данные по кислород-протонным взаимодействиям при 3.25 ГэВ/с на нуклон (A ГэВ/с) были получены методом пузырьковых камер в рамках сотрудничества с Объединенным Институтом Ядерных Исследований. Однометровая (1 м) водородная пузырьковая камера (ВПК) Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, с помощью которой регистрировались взаимодействия, экспонировалась в пучке релятивистских ядер кислорода на Дубненском синхротроне. Прохождение пучка через ВПК фиксировалось фотографическим способом. Процедура отбора актов кислород-протонных взаимодействий, обработки и получения их угловых и импульсных характеристик достаточно хорошо известна, поэтому в дальнейшем будут приведены только методы обработки данных, критерии отбора взаимодействий для получения результатов, указанных в целях и задачах настоящей работы.

Известными достоинствами метода ВПК является высокое качество импульсных и угловых измерений (наблюдаемость отдельного акта взаимодействия, хорошее пространственное разрешение, соответствующее 4π -геометрии), уверенная идентификация и разделение заряженных фрагментов по ионизации и импульсам, а также, в силу уникальности эксперимента с налетающим ядром, возможность регистрации малоэнергичных в системе покоя ядра кислорода заряженных частиц, включая испарительные. Эксперименты в водородной камере дают дополнительное преимущество поскольку, в отличие от других экспериментов, рабочее тело является одно-

родным по химическому составу и не вносит неопределенностей, связанных со статистическим разделением мишени на компоненты с определенным массовым числом.

Недостатком данной экспериментальной методики является наличие неразделимых по импульсу и ионизации группы однозарядных частиц (протонов/положительно заряженных пионов – π^+ /p) в области $p > 1.25$ ГэВ/с. В этом случае приходится рассматривать отдельные гипотезы и применять весовую процедуру при построении различных распределений с участием этих частиц.

Анализируемый экспериментальный материал основан на анализе 17448 событий, зарегистрированных при просмотре, и состоит из 13500 ^{16}O -событий, измеренных в значительной степени в Лаборатории множественных процессов Физико-технического института НПО «Физика-Солнце» АН РУз (75%) и в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (25%). Все экспериментальные процедуры (реконструкция геометрических и импульсных характеристик, получение суммарной базы событий DST) также выполнены в Лаборатории множественных процессов. Следует отметить, что экспериментальный материал непрерывно улучшается и дополняется, причем около 20% общего объема измерений выполнены в последние два года. Кроме того, выполнен методический просмотр, устранены отдельные погрешности в идентификации вторичных частиц, перемерены угловые и импульсные характеристики отдельных треков, введены дополнительные поправки на точность измерения пространственных и азимутальных углов. В этом смысле настоящий экспериментальный материал является уникальным, а характеристики взаимодействий – достоверными. В диссертации также использован экспериментальный материал Лаборатории множественных процессов ФТИ АН РУз по взаимодействиям π^- -мезонов, протонов, ядер гелия-4 и углерода-12 с ядрами углерода, полученный с помощью 2-м пропановой пузырьковой камеры (ДТПК-500) Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, облученной π^- -

мезонами при импульсе 40 ГэВ/с на Серпуховском ускорителе У-70, протонами при 4.2 и 9.9 ГэВ/с, ядрами ^4He и C при 4.2 А ГэВ/с на Дубненском синхрофазотроне. Также использован экспериментальный материал по $p^{20}\text{Ne}$ -соударениям при 300 ГэВ/с, полученный с помощью 30-дюймовой неон-водородной пузырьковой камеры (НВПК-30), облученной в дифракционном пучке протонов с импульсом 300 ГэВ/с на ускорителе Фермиевской национальной ускорительной лаборатории (Батавия).

Разделение протонов и π^+ -мезонов в ДТПК-500 проводилось визуально по ионизации в области $p \leq 0.8$ ГэВ/с. Нижняя граница импульсов регистрируемых протонов определялась минимальной длиной трека ($L \geq 2$ мм) и для пропановой пузырьковой камеры равна 0.14 ГэВ/с. Методические вопросы, связанные с обработкой стереофотографий, восстановлением кинематических характеристик вторичных частиц, их идентификацией, а также введением поправок на потерю протонов, испущенных под большим углом к плоскости фотографирования, описаны в работах [71. С. 1–24; 72. С. 538–556; 73. С. 356–360; 74. С. 1–8; 75. С. 1–9]. Статистика использованных и включенных в анализ событий по типам соударений и первичным импульсам приведена в табл.1.1.

Таблица 1.1

Статистика использованного экспериментального материала

Тип взаимодействия	Первичный импульс, ГэВ/с	Полное число событий
$^{16}\text{O}p$	3.25 А	13500
$\pi^{-12}\text{C}$	40.0	16657
$p^{12}\text{C}$	4.2	6901
$p^{12}\text{C}$	9.9	18325
$^4\text{He}^{12}\text{C}$	4.2 А	12326
$^{12}\text{C}^{12}\text{C}$	4.2 А	20530
$p^{20}\text{Ne}$	300	5000
Суммарная статистика		93239

Разделение протонов и π^+ -мезонов в НВПК-30 проводилось визуально в области импульсов $p \leq 1.25$ ГэВ/с. Нижняя граница импульсов регистрируемых протонов определялась минимальной длиной трека ($L \geq 2$ мм) и для НВПК-30 равна 0.11 ГэВ/с. Другие методические особенности эксперимента приведены в [8. С. 3–36; 54. С. 413–424; 55. С. 285–296].

1.5. Основные характеристики первичного пучка и однометровой жидководородной пузырьковой камеры

Первичный пучок релятивистских ионов, полученный на синхротроне ЛВЭ ОИЯИ при импульсе 3.25 А ГэВ/с, представляет собой смесь ядер ^{16}O (85%) и ^{12}C , ^{14}N (15%) [8. С. 3–36]. Кроме того, в рабочую зону камеры могут попасть изотопы азота или кислорода, образовавшиеся при взаимодействии первичного пучка с веществом стенки канала вывода или ограждения ВПК. Такие частицы при визуальном отборе могут быть спутаны с пучковой частицей из-за близости ионизации и линейной плотности δ -электронов на треке. Поскольку ионизация пропорциональна квадрату заряда иона Z , то уже в ходе просмотра пленок можно разделить треки от ^{16}O и ^{14}N , отношение плотностей зерен на пленках для которых различается в 1.3 раза (64/49). Кроме того, при просмотре для исключения непучковых частиц (7- и 8-зарядных ионов), отбирались кадры без примеси других следов частиц, летящих по направлению пучка, независимо от заряда и угла входа в камеру. Число пучковых частиц при этом не превышало 3. Всего было просмотрено более 120 000 снимков и отобраны кадры, удовлетворяющие упомянутым выше условиям.

Выделение событий с первичным ядром ^{12}C осуществлялось на базе как ионизационных, так и импульсных измерений.

В период пучковой экспозиции камера находилась в сильном магнитном поле со средней напряженностью $B=18.5$ кГс. То обстоятельство, что

кривизна траектории заряженной частицы в магнитном поле обратно пропорциональна импульсу регистрируемой частицы, создает возможность посредством восстановления радиусов треков получать экспериментальные значения импульсов при фиксируемой вертикальной составляющей напряженности магнитного поля. Направление магнитного поля обычно выбирается так, чтобы оно было ортогонально направлению первичного пучка. Практически это требование выполняется приблизительно и к тому же в силу различных причин напряженность магнитного поля несколько меняется в течение времени экспозиции. Поэтому в ходе эксперимента регистрировались значения всех трех компонент напряженности магнитного поля, средние значения которых составили базу для реконструкции угловых характеристик и кинематического анализа треков измеряемых частиц.

Акты взаимодействий ядер кислорода в ВПК фотографировались 4 фотокамерами, расположенными перпендикулярно к поверхности раздела рабочего тела ВПК и ограждающего стекла. Фотокамеры охватывали весь рабочий объем ВПК ($960 \times 360 \times 295 \text{ мм}^3$). Общая фотографируемая площадь составляла $4 \times 500 \times 310 \text{ мм}^2$, а суммарная длина просматриваемого трека соответствовала продольным размерам камеры.

1.6. Просмотр стереоснимков с ВПК, отбор событий и измерения

Обработка стереоснимков проводилась на больших просмотрных столах с 10-кратным увеличением. Использовался метод двукратного просмотра треков «по следу» и контрольного сравнения результатов первых двух просмотров, что позволяло выявить все особенности регистрируемых актов взаимодействия ядер кислорода в ВПК. Эффективность регистрации событий с множественностью заряженных частиц $n_{ch} \geq 3$ составляет практически 100%. Пропуск двухлучевых событий не превышает 5%. Это связано с тем, что в части упругих, когерентных и дифракционных процессов

с малыми передачами импульса могут образовываться очень медленные протоны отдачи, пробег < 3 мм, и такие события могут быть пропущены. При отборе первичных ионов $^{16}\text{O}_8$ использовалось равенство суммарных электрических зарядов начального и конечного состояния. Так как суммарный электрический заряд начального состояния равен сумме зарядов ионов $^{16}\text{O}_8$ (8) и протонов водорода-мишени (1), то и сумма зарядов фрагментов должна равняться 9. В противном случае первичный ион не идентифицировался как $^{16}\text{O}_8$ и исключался из дальнейшей обработки. Особенно успешно этот отбор применялся для событий без многозарядных ($Z_f > 3$) фрагментов или при регистрации их вторичного взаимодействия. В общем случае в зарядовые распределения фрагментов вводились соответствующие поправки [8. С. 3–36].

Таким образом, для каждого события определялись заряд Z_f и полное число фрагментов n_f , полная множественность вторичных заряженных частиц, множественность отрицательно заряженных частиц, множественность однозарядных положительно заряженных частиц, число V_0 (вилок нейтральных частиц), число Далитц-пар (e^+e^- -пар).

В случае наложения вершин распада V_0 и $^{16}\text{O}_8$ –взаимодействия потенциально может возникнуть искажение множественности рожденных заряженных частиц, особенно π^- . По этой причине для каждого события с регистрацией V_0 вблизи вершины (< 2 мм) кислород-протонного взаимодействия оценивалась вероятность «перепутывания» рожденного π^- с пионом от распада V_0 . Для всего спектра множественностей заряженных частиц (от 3 до 11-лучевых «звезд») эта вероятность слабо возрастает для больших значений, но не превышает 0.1% и, соответственно, составляет $W_3=0.01\%$, $W_4=0.02\%$, $W_5=0.04\%$, $W_6=0.01\%$, $W_7=0.04\%$, $W_8=0.06\%$, $W_9=0.04\%$, $W_{10}=0.06\%$, $W_{11}=0.07\%$.

Измерения событий выполнялись на просмотрно-измерительном комплексе ПИК, включающем полуавтоматические установки ПИК, работав-

шие в режиме «on line» с вычислительной машиной [8. С. 3–36] или персональными компьютерами ПК. Комплекс программ математической обработки измерений был реализован на ЭВМ ЕС 1061 и ПК и включал: модифицированную программу геометрической реконструкции [76. С. 1–6], программы сшивки геометрических расчетов с данными просмотра, тестовых методических распределений, выявления ошибок измерений, перемеров, сервисные программы, программы получения DST и др. (ZINPUT-GEOMOP-CLNOP-PASPORT-COLL DST-DSTWROP). Опыт использования программного обеспечения, специфика кислород-протонного эксперимента и соответствующая необходимость улучшения комплекса программ обусловили ряд нововведений и корректировки стандартного обеспечения, применяемого при обработке फिल्मовой информации в ЛВЭ ОИЯИ [76. С. 1–6]. В частности, разработаны тестовая «TEST» и редактирующая программы «RED», позволяющие в 95% случаев идентифицировать треки, измеренные на всех 3-х проекциях, сократить на 60-70% объем методического просмотра и, таким образом, улучшить качество экспериментального материала [8. С. 3–36].

Разделение протонов (преимущественно протонов отдачи) и π^+ -мезонов проводилось визуально в области импульсов $P < 1.25$ ГэВ/с. В этой области можно визуально, не проводя дополнительных ионизационных измерений, отличить протоны от π^+ -мезонов. Это обусловлено различием их ионизационной способности: для π^+ -мезонов (а также для π^- -мезонов) уже при импульсах ~ 200 МэВ/с ионизация становится минимальной, а для протонов такой режим наступает только при импульсах ~ 1200 МэВ/с. Все отрицательно заряженные частицы, если они не идентифицированы как электроны, относились к π^- -мезонам, поскольку при энергиях настоящего эксперимента сечение рождения протон-антипротонных пар, странных частиц и гиперонов пренебрежимо мало. Треки электронов достаточно надежно идентифицируются до импульсов ~ 200 МэВ/с. Медленные или останав-

ливающиеся пионы идентифицировались по характерным особенностям треков: π^+ -мезоны имеют определенную цепочку распада, а треки π^- -мезонов оканчиваются «звездой».

Камерная система координат установлена в центре верхнего стекла камеры. Ось Z направлена вверх, ось Y – по продольному направлению камеры, т.е. приблизительно по пучку, ось X – слева направо (правая система координат). Тогда если P – импульс частицы, P_x, P_y, P_z – проекции импульса на оси координат в XYZ , то β – плоский угол между проекцией импульса на плоскость XOY и осью OY , а α – глубинный угол между импульсом и плоскостью XOY .

Угловые измерения плоского и глубинного угла всех частиц проводились в системе координат камеры и затем переводились в систему пучка таким образом, чтобы плоские и глубинные углы первичного трека равнялись 0° .

Иначе говоря, если первичный трек в системе камеры имел углы α_0 и β_0 , то направляющие косинусы вторичных частиц в системе пучка имели вид:

$$\begin{aligned}n_x &= \cos \alpha \sin (\beta-\beta_0) \\n_y &= \cos \alpha_0 \cos \alpha \cos (\beta-\beta_0) + \sin \alpha_0 \sin \alpha \\n_z &= -\sin \alpha_0 \cos \alpha \cos (\beta-\beta_0) + \cos \alpha_0 \sin \alpha\end{aligned}\tag{1.1}$$

Импульсы частиц и фрагментов преимущественно определялись по кривизне трека, если длина проекции следа превышала 4 см. Для коротких треков ($L < 4$ см) определялись углы вылета частиц. Обычно измерения координат проводят до точки выхода частицы из камеры, остановки или вторичного взаимодействия. Если на треке нет особенностей (излома, вторичной звезды, резкого изменения кривизны) и частица останавливалась в ВПК, то ее импульс определялся по длине пробега.

1.7. Погрешности угловых и импульсных измерений

Как и в любой экспериментальной методике измерения в ВПК имеют инструментальные, методические и статистические погрешности. Методические измерения для калибровки оптической системы показали, что в настоящем эксперименте абсолютные ошибки восстановления пространственных координат треков составляют $\Delta x = 0.08$ мм, $\Delta y = 0.21$ мм, $\Delta z = 0.51$ мм. Эти погрешности являются систематическими и корректировка на них введена в программу геометрической реконструкции событий.

Ошибки, связанные со спецификой फिल्मовой информации, складываются из-за микроскопических неоднородностей в распределении зерен по треку и их размерами, флуктуациями при многократном рассеянии заряженных частиц при прохождении рабочего объема камеры, неоднородностью отклоняющего магнитного поля по объему камеры и т.д. Эти ошибки носят статистический характер и определяют точность измерений.

Кроме того, качество измерений определяется доступной длиной проекции измеряемого трека, импульсом частицы и в значительной степени зарядом частицы, поскольку на точность измерений влияет толщина трека и соответственно выбор измеряемой по нему координаты. Это обстоятельство особо учитывалось при измерении многозарядных фрагментов. Отбор треков с длиной более 40 см в рабочем объеме камеры около 96 см позволял надежно идентифицировать заряд фрагментов, а также измерять импульсы с точностью около 3.5%. Отметим, что достигнутая таким образом точность измерений примерно в 3 раза превышает точность измерения аналогичных характеристик в 2 метровой пропановой пузырьковой камере.

Сводка погрешностей угловых и импульсных измерений треков в настоящем эксперименте представлена в табл. 1.2.

Таблица 1.2

**Статистические погрешности угловых (α и β) и импульсных (P)
измерений фрагментов и рожденных частиц
в $^{16}\text{Oр}$ -взаимодействиях при 3.25 ГэВ/с**

Тип частицы и фрагмента	$\left\langle \frac{\Delta P}{P} \right\rangle, \%$	$\langle \Delta \beta \rangle, \text{мрад}$	$\langle \Delta \alpha \rangle, \text{мрад}$
p	4.56±0.01	5.74±0.01	7.00±0.20
π^-	2.62±0.07	4.04±0.12	5.25±0.50
π^+	2.68±0.06	4.32±0.09	5.94±0.13
$z_f = 1$	2.48±0.01	0.60±0.01	1.57±0.02
$z_f \geq 2$	3.34±0.01	0.56±0.01	1.50±0.02

1.8. Сечения $^{16}\text{Oр}$ -взаимодействий

В результате просмотра в рабочей зоне камеры, составляющей 44 см, найдено 17448 $^{16}\text{Oр}$ -взаимодействий. При плотности жидкого водорода $\rho = 0.0584 \pm 0.0001$ г/см³ полное наблюдаемое сечение составило $\sigma_{\text{tot}} = 375 \pm 9$ мбн. Оно требует уточнения и поправок из-за незарегистрированных событий. В первую очередь – это упругие события, характеризующиеся малыми углами отклонения вторичного трека. Для оценки числа потерянных двухлучевых событий было проанализировано распределение по переданному протону-мишени 4-импульсу. Экстраполируя распределение $d\sigma/dt$ в область $|t| = 0$ и учитывая, что доля упругих рассеяний составляет $\sim 1/2$ общего числа двухлучевых событий, можно получить нижнее значение сечения потерь – 20 ± 2 мбн [8. С. 3–36] и, соответственно, полное сечение $^{16}\text{Oр}$ -взаимодействий $\sigma_{\text{tot}} = 395 \pm 10$ мбн. С учетом всех поправок и корректировок на потери событий при просмотре, неизмеримостью коротких, летящих в бок протонов-отдачи и доли упругих рассеяний среди

двухлучевых событий неупругое сечение ^{16}O -взаимодействий оказалось равным $\sigma_{\text{in}}=334 \pm 6$ мбн [8. С. 3–36]. Интересно сравнить полученное значение с мировыми данными, в частности, с популярной аппроксимацией мировых данных по неупругим сечениям адрон-ядерных взаимодействий [1. С.45]:

$$\sigma_{\text{in}}(A,T) = 47.29 A^{1/3} (A^{1/3} + 0.039 X - 0.0009 X^2),$$

где $\sigma_{\text{in}}(A,T)$ - параметр разложения в ряд по степеням X ,

A – массовое число ядра-мишени,

T – энергия налетающей частицы,

$X = \sigma_0(T) - 33$,

$\sigma_0(T)$ – близкая к полному сечению нуклон-нуклонного или пион-нуклонного взаимодействия, подлежащая определению из близких по энергии первичной частицы экспериментов.

В соответствии с [1. С. 5–47] мы взяли $\sigma_0(T) = 42.22$ и получили неупругое сечение ^{16}O -взаимодействий равным $\sigma_{\text{in}}=332 \pm 8$ мбн, которое прекрасно согласуется с нашими данными.

1.9. Разделение фрагментов по массовому числу

Для разделения конечных фрагментов по массовому числу использовано то обстоятельство, что по условиям эксперимента средний импульс фрагмента пропорционален его массе. Отметим, что при анализе энергетических спектров протонов для обеспечения четкого разделения фрагментов по массе нами рассматривались только события, в которых измеренная длина треков быстрых однозарядных частиц в рабочем объеме камеры превышала 35 см. При таком отборе средняя погрешность в измерении импульса составила менее 3 % для ^1H , ^2H и 5 % для ^3H . В соответствии с работами [8. С. 3–36; 54. С. 413–424; 55. С. 285–296] нами приняты следующие границы

импульсных спектров, позволяющие надежно идентифицировать фрагменты по заряду и импульсу:

- **однозарядные фрагменты** с $4.75 < p \leq 7.8$ ГэВ/с относились к ${}^2\text{H}$ и с $p > 7.8$ ГэВ/с – к ${}^3\text{H}$; все однозарядные положительные частицы в интервале импульсов $1.75 \leq p < 4.75$ ГэВ/с были отнесены к протонам. При таком отборе протонов примесью π^+ -мезонов можно пренебречь, так как образование π^+ -мезонов с $p > 1.75$ ГэВ/с кинематически невозможно.

- **двухзарядные фрагменты** с $p < 10.8$ ГэВ/с относились к ${}^3\text{He}$, а с $p > 10.8$ ГэВ/с – к ${}^4\text{He}$. При такой идентификации фрагментов (с $L > 35$ см) примесь близких по массе изотопов не превышает 4–5%.

Для многозарядных фрагментов с зарядами $Z_{fr} \geq 3$ ограничение на длину их треков не вводилось, так как для таких фрагментов не производилась идентификация по массе. При определении средних множественностей одно- и двухзарядных фрагментов были учтены потери этих фрагментов на расстоянии $L \leq 35$ см за счет взаимодействия их с рабочей жидкостью (водородом) камеры.

Отметим, что все многозарядные фрагменты ядра снаряда однозначно идентифицировались по значению заряда. Это позволяет в дальнейшем изучать процесс фрагментации по отдельным топологическим каналам.

1.10. Методика отбора событий на ДТПК-500 и разделение событий по типам взаимодействий

Двухметровая пропановая пузырьковая камера ДТПК-500, использованная для получения части экспериментальных данных, обладает рядом очевидных достоинств. Однако, для получения качественного экспериментального материала, нужно проводить тщательный анализ потерь частиц, связанных с эффективностью регистрации и идентификации частиц и

вводить целый ряд других поправок, разработанных в трудах Дубненского сотрудничества по исследованию множественных процессов с помощью ДТПК-500 [73. С. 356–360; 74. С. 1–8; 75. С. 1–9].

Все найденные звёзды идентифицировались по типам взаимодействий в соответствии с числом отрицательных n_- и положительных n_+ частиц, протонов n_p , протонов-назад n_{bp} и их суммарным зарядом (ΣQ_i), на основе законов сохранения заряда, барионного числа и энергии-импульса.

Для разделения событий, появившихся в результате взаимодействий релятивистских частиц и ядер с пропаном (C_3H_8), использовалась методика, описанная в [71. С. 1–24; 72. С. 538–556; 73. С. 356–360; 74. С. 1–8; 75. С. 1–9]. Большая часть углеродных событий выделяется по следующим критериям:

1) $(n_+ - n_-) > (Z_{Ai}+1)$; 2) $n_p > 1$; 3) $n_{bp} > 0$; 4) $n_- > 1$ для pC-соударений, $n_- > 2$ для dC-, α C- и CC-событий; 5) n_{\pm} – нечётное для pC- и dC- событий. Достаточно выполнения хотя бы одного из этих условий, чтобы считать событие, которое произошло на ядре углерода. Но эти критерии недостаточны для отбора всех взаимодействий ядер с углеродом. Как показано в [71. С. 1–24], критерии (1–5) позволяют выделить в зависимости от типа ядра-снаряда от 70 до 90% углеродных неупругих взаимодействий. Углеродные события, не прошедшие по критериям отбора, составляют вместе с неупругими Ar- взаимодействиями группу неразделенных событий ($N_{Ap}^{in} + N_{AC}^{in}$) – и выделяются из неё статистически [71. С. 1–24].

В рассмотренных нами соударениях при первичном импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон доля неупругих событий на углероде от всех неупругих взаимодействий адронов и ядер с пропаном составила [71. С. 1–24]: pC = $(70 \pm 3)\%$; dC = $(79 \pm 2)\%$; α C = $(77 \pm 2)\%$; CC = $(74 \pm 3)\%$.

1.11. Выделение неупругих π^-C -взаимодействий

Полное число взаимодействий с ядром углерода определялось по найденным при просмотре событиям трех типов, исходя из ядерного состава мишени (пропан – C_3H_8). Очевидно, что все события типа “ π^-C ” и “ π^-n ”, а также часть событий типа “ π^-p ” должны быть отнесены к взаимодействиям на ядре углерода:

$$N(\pi^-C) = N(\text{“}\pi^-C\text{”}) + N(\text{“}\pi^-n\text{”}) + \alpha N(\text{“}\pi^-p\text{”}).$$

Доля α , от взаимодействий с квазисвободными протонами ядра углерода определялась из нормировки полного числа событий, найденных в пропане (C_3H_8), на полное сечение взаимодействий π^- -мезонов с молекулой пропана при соответствующей энергии:

$$N(\pi^-C_3H_8) = 3\sigma_{tot}(\pi^-C) + 8\sigma_{tot}(\pi^-p).$$

где $\sigma_{tot}(\pi^-C)$ и $\sigma_{tot}(\pi^-p)$ – полные сечения, соответственно π^-C - и π^-p -соударений.

Коэффициент α определялся из соотношения

$$\alpha_i = \frac{8\sigma_{tot}(\pi^-p) * N(\pi^-C_3H_8)}{(3\sigma_{in}(\pi^-C) + 8\sigma_{tot}(\pi^-p)) * N(\pi^-p)}$$

При нормировке учитывался тот факт, что протоны отдачи в упругом π^-p -рассеянии регистрируются при импульсах $P > 140$ МэВ/с. Оценки показывают, что мы теряем около 30% случаев упругого взаимодействия π^- -мезонов со свободными протонами. Однолучевые звезды регистрировались при углах рассеяния $\theta_{лаб} > 1^\circ$.

Анализ дифференциальных сечений упругого рассеяния π^- -мезонов с ядрами углерода показывает, что в исследуемой нами области энергий

подавляющая часть упругих пион-углеродных событий имеет $\theta_{\text{лаб}} < 1^\circ$. В связи с этим для определения $\sigma_{\text{tot}}(\pi^-C)$ использовалось сечение поглощения π^- -мезонов ядрами углерода, $\sigma_{\text{in}}(\pi^-C)$. Экспериментальные значения упругого и полного сечений π^-p -взаимодействия, а также неупругого сечения π^-C -соударения (были взяты из работ [1. С. 37; 72. С. 538–556]). Значение α , вычисленное по формуле, оказалось равным 0.44 ± 0.01 .

При изучении характеристик неупругих π^-C -взаимодействий по результатам импульсных измерений были выделены случаи упругого π^-p -рассеяния и когерентные трехлучевые события. Упругие события выделялись из всех двухлучевых звезд согласно критериям:

1) событие не содержит видимых в объеме камеры γ -квантов и V^0 -частиц;

2) событие удовлетворяет кинематическому соотношению "угол θ_- - угол θ_+ для упругих событий: $\theta_- < 0.02$ рад.; $1.20 < \theta_+ < 1.57$ рад., где θ_+ - и θ_- - углы вылета положительной и отрицательной частиц, соответственно (в лабораторной системе координат);

3) величина $M_p = \sum_{i=1}^2 (E_i - p_i \cos \theta_i)$ лежит в области $0.92 < M_p < 0.98$ ГэВ.

При вычислении M_p положительная частица считалась протоном. Здесь E_i и p_i – энергия и импульс вторичных заряженных частиц в лабораторной системе координат.

Когерентные события исключались [73. С. 356–360] только из трехлучевых взаимодействий по следующим критериям:

1) событие не содержит идентифицированного протона, γ -кванта и V^0 -частиц;

2) $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i < 0.2$, θ_i - угол вылета i -й частицы в лабораторной системе координат;

$$3) M_t = \sum_{i=1}^3 (E_i - p_i \cos \theta_i) < 0.025 \text{ ГэВ}$$

где E_i – и p_i – энергия и импульс i -й частицы. Согласно вышеперечисленным критериям было выделено ~20% двухлучевых (упругие) и ~22% трехлучевых (когерентные) событий.

Выводы по первой главе

1. Экспериментальный материал по своему объему и качеству позволяет получить достоверные данные по взаимодействиям адронов и ядер с ядрами в условиях 4 π -геометрии единой методикой.

2. Экспериментальный материал по ^{16}O -соударениям по условиям эксперимента, получаемым по просмотру (более 18 000 событий) и измерениям кинематических характеристик (более 13 000 событий) позволяет проводить исследования образования протонов, заряженных пионов и многозарядных фрагментов с высокой степени достоверности.

3. Все эти условия позволяют достичь поставленную в диссертационной работе цель.

ГЛАВА II. ОБРАЗОВАНИЕ ПРОТОНОВ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Среди легких фрагментов ядер особое место занимают протоны. Из-за сравнительной легкости идентификации и измерения кинематических характеристик, даже на неподвижных ядерных мишенях, они являются наиболее изученными. Экспериментально установлено, что инклюзивное сечение образования протонов в адрон-ядерных соударениях соизмеримо с неупругим сечением реакции и их основная часть образуется на начальной стадии реакции, неся первичную информацию о динамике процесса. Обилие результатов, полученных на ускорителях за последние несколько десятилетий, не дает возможности дать ссылки на все оригинальные работы. В связи с этим в настоящем введении мы будем в основном, останавливаться на результатах работ, выполненных в условиях полной геометрии.

В рамках современных теоретических представлений образование наиболее легких фрагментов ядер – нуклонов при высоких энергиях налетающих частиц может происходить в течение как акта взаимодействия первичного адрона с нуклонами ядра-мишени, так и в процессе развала ядра-мишени или снятия возбуждения при периферических взаимодействиях. На разных стадиях взаимодействия налетающей частицы с ядром с определенной вероятностью, связанной с параметрами соударения (энергия взаимодействия, параметр удара, внутриядерная плотность, конфигурация ферми-импульсов нуклонов и кластеров ядра-мишени и др.), реализуются различные механизмы образования протонов-фрагментов. Среди них прямое выбивание внутриядерных нуклонов в процессе высокоэнергичного внутриядерного каскада первичного адрона, внутриядерный каскад рожденных частиц, распад возбужденных многонуклонных фрагментов, «испарение» возбужденного ядра или распад взрывного типа (Ферми-развал) термализованного ядра-

остатка. Механизмы образования конечных ядерных фрагментов тесно связаны с типом возбуждения исходного ядра.

Периферические взаимодействия происходят при малых передачах импульса налетающей частицы и представляют обширный класс реакций, охватывающих процессы, протекающие в диапазоне от дифракционного или кулоновского коллективного возбуждения всего ядра до квазиупругого прямого выбивания отдельных нуклонов. Непериферические взаимодействия обусловлены сравнительно большими локальными передачами импульса внутриядерным кластерам, создающим условия для развития внутриядерного каскада и асимметричного перераспределения энергии налетающей частицы.

Центральные соударения, приводящие к полному расщеплению ядра на нуклоны или малонуклонные фрагменты, представляют собой предельный случай максимального развития внутриядерного каскада. Взаимодействие первичных частиц с массивными внутриядерными системами, в которых нуклоны находятся на очень близких расстояниях (≤ 1 Фм) может в принципе привести к образованию так называемых «кумулятивных» нуклонов, т.е. нуклонов с импульсами, запрещенными обычной кинематикой рассеяния частиц на свободном нуклоне. Одним из возможных механизмов, приводящим к образованию относительно энергичных нуклонов-фрагментов могут быть реакции поглощения медленных рожденных пионов или медленных резонансов малонуклонными системами. В результате таких реакций также могут образоваться «кумулятивные» протоны, если энергия поглощаемого пиона или резонанса, большая.

В работе [19. С. 3–32] детально исследованы множественности протонов в π^- С-соударениях при 4, 5, 7.5 и 40 ГэВ/с, в π^- Ne-столкновениях при 25 и 50 ГэВ/с, в pNe-соударениях при 300 ГэВ/с, а также в соударениях нейтрино и антинейтрино с ядрами неона в интервале энергий системы центра масс 3–19.4 ГэВ и установлены следующие закономерности. Показано, что при справедливости параметризации

$$\langle n_p \rangle_A = \langle n_p \rangle_N A^\alpha \quad (2.1)$$

($\langle n_p \rangle_A$ – и $\langle n_p \rangle_N$ – средние множественности протонов в соударениях с ядрами и нуклонами соответственно) значение показателя степени α для протонов с импульсами $0.15 \leq p \leq 1$ ГэВ/с оказалось равным $\alpha_h = 0.64 \pm 0.06$ в hA-взаимодействиях и $\alpha_v = 0.28 \pm 0.03$ для протонов с $0.35 \leq p \leq 0.80$ ГэВ/с в ν A-соударениях. Видно, что в пределах погрешностей величина α_h близка к $\alpha = 2/3$ в адронных событиях и α_v совпадает с $\alpha = 1/3$. Также показано, что величина α в параметризации (2.1) уменьшается с импульсами протонов. Отличие α_v от нуля, по-видимому, еще одним аргументом в пользу того, что вторичные адроны, рожденные при соударении нейтрино (антинейтрино) с одним из внутриядерных нуклонов, претерпевает последовательные взаимодействия с нуклонами ядра.

Распределение по множественности протонов $P(n_p)$ с импульсами $0.2 \leq p \leq 1$ ГэВ/с не меняется с энергией как в $\nu(\tilde{\nu})$ A-, так и в $\pi(p)$ A-взаимодействиях, что может быть объяснено с постоянством распределения по числу внутриядерных столкновений. В этой работе также показано, что данные по $P(n_p)$ неплохо согласуются с феноменологической моделью, в которой предполагается, что подавляющая часть наблюдаемых протонов с импульсами $0.2 \leq p \leq 1$ ГэВ/с являются продуктами независимого выбивания нуклонов ядра в процессах перерасеяния первичной и вторичных частиц. В рамках такого подхода множественность протонов можно рассматривать как мера среднего числа внутриядерных столкновений $\langle \nu \rangle$. Используя модель независимого испускания, удалось [19. С. 3–32] хорошо описать наблюдаемые им впервые корреляции между множественностями протонов, испущенных в заднюю и переднюю полусферы в л.с. в $\nu(\tilde{\nu})$ Ne-, pNe- и π^- C-соударениях.

Аналогичные результаты по множественности протонов-фрагментов в ^{16}O p-соударениях при 3.25 А ГэВ/с получены в работе [8. С. 3-36]. В связи с

этим в данной диссертационной работе мы не будем подробно анализировать распределения по множественности, средние значения, дисперсии и их соотношения, а также корреляции множественности различных типов частиц и фрагментов с выходом протонов-фрагментов.

В работе [77. С. 1712–1717] было показано, что наблюдаемая в рС-соударениях при 4.2 и 10 ГэВ/с, структура в распределении протонов (летающих в заднюю полусферу) по кинетической энергии в области $T = 70\text{--}90$ МэВ связана с распадами дейтронов в результате поглощения медленного пиона. Эта работа основывалась на анализе величины

$$\mu^2 = E^2 - \vec{P}^2 = (T_1 + T_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2, \quad (2.2)$$

где $T_1, T_2, \vec{P}_1, \vec{P}_2$ – кинетические энергии и импульсы протонов.

В.Г. Гришиным и соавторами работы [77. С. 1712–1717] был оценен вклад такого механизма в образование протонов-назад с импульсами $0.25 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с, который оказался равным $(33 \pm 6) \%$. Ими также показано, что вкладом поглощения Δ -изобары на нуклоне в образование протонов-назад можно пренебречь ($\leq 3\%$). Аналогичная работа была выполнена для протонов-назад в рNe-соударениях при 300 ГэВ/с [29. С. 3–31] и показано, что вклад механизма поглощения дейтроном медленного π -мезона в образование таких протонов в пределах статистических погрешностей совпадает с данными работы [77. С. 1712–1717] и равен $(28.8 \pm 4.0) \%$. Вклад поглощения Δ -изобары на нуклоне в образование протонов-назад также оказался пренебрежимо маленьким ($\leq 2.6\%$).

Таким образом, можно заключить, что вклад механизма поглощения дейтроном медленного π -мезона в образование протонов-назад значителен и не зависит от первичной энергии. Также можно сделать в первом приближении вывод о независимости этого вклада от массового числа ядра-мишени.

Используя преимущества методики нашего эксперимента – ^{16}O -

соударения при 3.25 A ГэВ/с , позволяющей однозначно идентифицировать все фрагменты по заряду и с высокой точностью разделять фрагменты с $A \leq 9$ по массе, а также то обстоятельство, что вероятность образования более двух дейтронов в событии пренебрежительно мала, мы доказали обусловленность наблюдаемой в области $T = 70\text{--}90 \text{ МэВ}$ нерегулярности в энергетическом спектре протонов распадом квазидейтронной пары за счет поглощения ею медленного пиона следующим образом. Если это предположение правильно, эта нерегулярность должна появиться в спектрах протонов в событиях без образования дейтронов, что и наблюдалось в эксперименте. В событиях с образованием дейтрона нет никаких указаний на наличие такой нерегулярности в энергетическом спектре протонов.

Таким образом, появление нерегулярности в энергетическом спектре протонов обусловлено вкладом выше указанного механизма в их образование.

На основе анализа энергетических характеристик протонов в π^-C -соударениях при 40 ГэВ/с , в pNe -столкновениях при 300 ГэВ/с , pC -соударениях при 9.9 ГэВ/с и ^{16}O -взаимодействиях при 3.25 A ГэВ/с нами впервые установлены следующие закономерности их инклюзивного рождения [78. С. 30–33; 79. С. 1–16; 80. С. 19–21]. Обнаружена универсальная закономерность в образовании протонов, летящих вперед в системе покоя фрагментирующего ядра, выражающаяся в независимости механизмов рождения таких протонов (за исключением «испарительных») от первичной энергии и типа ядра-мишени. Показано существование сильной корреляции между формой импульсного спектра протонов-фрагментов, особенно медленных и степенью возбуждения фрагментирующего ядра. Также установлена независимость формы импульсного спектра протонов каскадного происхождения от степени возбуждения фрагментирующего ядра. Этот результат интересен тем, что хотя степень возбуждения фрагментирующего ядра, определяется кратностью внутриядерного каскадирования, она, тем не менее,

не оказывает никакого влияния на форму импульсного спектра протонов такого происхождения.

Отсутствие порога регистрации протонов-фрагментов в нашем эксперименте, позволило нам определить впервые вклады трех основных механизмов – «испарительный», ферми-развал и прямое выбивание в образовании протонов в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с [78. С. 30–33; 79. С. 1–16], которые оказались соответственно равны $(27.4 \pm 0.5)\%$, $(32.0 \pm 0.6)\%$ и $(40.6 \pm 0.7)\%$. Отсюда следует, что при моделировании процессов фрагментации ядер нельзя пренебрегать «испарительным» механизмом образования нуклонов, даже для таких легких ядер, как ^{16}O . На основе анализа распределений протонов по множественности в π^- С-взаимодействиях при 40 ГэВ/с и pNe-соударениях при 300 ГэВ/с [81. С. 286–288] в рамках простой феноменологической модели и сравнения полученных результатов с данными по образованию протонов в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с мы впервые показали устойчивость механизма образования протонов для легких ядер. Для данной реакции вклады выше указанных механизмов образования протонов оказались совпадающими с данными по ^{16}O -столкновениям: вклад испарительного механизма – $28 \pm 1\%$, вклад Ферми-развала – $31 \pm 1\%$, вклад механизма выбивания протонов – $41 \pm 2\%$. Нами так же было показано, что вклады этих механизмов чувствительны к типу налетающей частицы (пион или протон).

Среди обсуждаемых механизмов образования протонов-фрагментов особое место занимает кумулятивный механизм, детально обсуждаемый в главе V. Дело в том, что кроме запрета Паули нет ни каких ограничений на образование в атомном ядре систем из большого числа сильновзаимодействующих нуклонов из-за флуктуаций плотности. Более того, если представлять ядро как совокупность отдельных нуклонов, то такой подход не может объяснить всю совокупность имеющихся экспериментальных данных. В настоящее время появляется все больше теоретических подходов,

основанных на доминировании трехнуклонных взаимодействий. Таким образом, необходимо экспериментально изучить состояния, отличные от однонуклонных, например, ассоциации двух и более нуклонов. Естественно полагать, что именно в таких многонуклонных образованиях в ядрах на коротких расстояниях проявляются кварковые степени свободы, исследование которых позволит получать чрезвычайно важные сведения в области адронной физики.

В то же время исследования свойств ядерной материи на коротких расстояниях необходимо проводить в условиях, когда вкладом от одночастичных состояний ядерных нуклонов можно пренебречь, например, выбирая кинематически запрещенные для взаимодействия налетающих частиц с квазисвободными нуклонами области. Явление выхода частицы в кинематически запрещенной области (такие частицы называют кумулятивными) для адрон-нуклонного соударения называется кумулятивным.

Таким образом, данная глава посвящена детальному изучению выхода протонов в π^-C -соударениях при 40 ГэВ/с, в pNe -столкновениях при 300 ГэВ/с, pC -соударениях при 9.9 ГэВ/с и $^{16}O_p$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с.

2.1. Импульсные спектры протонов

Как мы уже отмечали, образование легчайших экспериментально наблюдаемых продуктов фрагментации ядра – протонов-фрагментов происходит в различных реакциях. Их дискриминация требует специальных критериев или подходов. Часто механизмы образования протонов-фрагментов можно связать с их кинематическими характеристиками. По этой причине мы рассмотрели особенности протонов, испускаемых ядром кислорода в переднюю и заднюю полусферу в системе покоя налетающего ядра-

кислорода (антилабораторная система координат, ал.с.к.) [79. 1–16; 80. С. 19–21; 82. С. 120–121].

На рис. 2.1а в виде гистограммы показан инклюзивный импульсный спектр протонов-фрагментов. Спектр протонов, летящих вперед, показан темными кружками, а протонов, летящих назад – светлыми. Видно, что независимо от направления вылета протона импульсные спектры имеют максимумы вблизи $P \approx 80$ МэВ/с и выделенный пик в интервале $P = 50–150$ МэВ/с, соответствующей интервалу кинетической энергии $T = 5–20$ МэВ. Такая область кинетической энергии характерна для фрагментов –протонов, испускаемых промежуточным возбужденным ядром. Обычно при разделении механизмов образования протонов в соударениях адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях такие протоны относят к «испарительным» или продуктам Ферми развала. Отметим, что ранее [55. С. 285–296] при изучении испускания легких фрагментов в ^{16}O -взаимодействиях было показано, что модель Ферми развала (КФИМ) [9. С. 1–15; 10. С. 649–674; 11. С. 1–23] не описывает спектр протонов в области $T < 50$ МэВ, особенно она недооценивает выход медленных протонов ($T \leq 10$ МэВ).

Импульсный спектр протонов, вылетающих в переднюю полусферу, довольно жесткий и имеет «плечо» в интервале $P = 250–500$ МэВ/с, в то время как, в этой области спектр протонов, вылетающих назад монотонно падает. Возможно, что такой эффект связан с существенным различием механизмов образования протонов, летящих вперед и назад. В образование быстрых протонов-вперед основной вклад дают процессы внутриядерного каскада, которые дают незначительный вклад и в образование протонов-назад.

Относительно быстрые протоны-назад, так называемые кумулятивные, могут образоваться, в частности, в результате распада двухнуклонной системы ядра за счет поглощения ею медленного пиона, как было упомянуто во введении к данной главе. В первом приближении вклады «испаритель-

ного» механизма можно считать одинаковыми как в образовании протонов-вперед, так и протонов-назад.

Выход «испарительных» частиц зависит от массового числа исходного ядра и от степени его разрушения. Суммарный заряд многозарядных (много-нуклонных) фрагментов может служить показателем степени разрушения исходного ядра [80. С. 19–21; 82. С. 120–121]. В связи с этим можно ожидать корреляций между формой импульсного спектра протонов и суммарным зарядом многозарядных фрагментов с $Z \geq 2$, которые могут служить индикатором степени разрушения исходного ядра. Для такого анализа события были разделены на четыре группы, результаты которых приведены на рис.2.1б. Разъяснения к рисункам приведены в тексте. Группа I соответствует событиям с суммарным зарядом многозарядных фрагментов $Z_{\text{фр}} \leq 3$, группа II – $Z_{\text{фр}}=4-5$, группа III – $Z_{\text{фр}}=6$ и группа IV – $Z_{\text{фр}}=7$. Для удобства представления данных на одном рисунке число событий в группах I–III умножено на коэффициенты, указанные над соответствующими спектрами на рис. 2.1б. Как видно из рис. 2.1б, наблюдаются явные корреляции между формой импульсного спектра протонов, особенно в области $P \leq 250$ МэВ/с, и суммарным зарядом многозарядных фрагментов в конечном состоянии. Для групп I и II нельзя говорить о наличии выделенного пика вблизи максимума распределения, хотя для II группы, по-видимому, он начинает появляться, но довольно слабо. Явный максимум наблюдается в III- и IV-группах и пики в спектрах четко выражены. Отсутствие пика при малых значениях импульса для I- и II-групп также может быть обусловлено доминирующим вкладом протонов, образованных за счет внутриядерного каскадирования первичной и вторичных частиц.

Таким образом, можно утверждать, что форма импульсного спектра протонов, особенно для протонов с $P < 250$ МэВ/с, зависит от степени возбуждения фрагментирующего ядра. В импульсном спектре протонов из

III- и IV-групп в интервале $P=250\text{--}500$ МэВ/с явно проявляется «плечо», как это наблюдалось в спектре протонов-вперед.

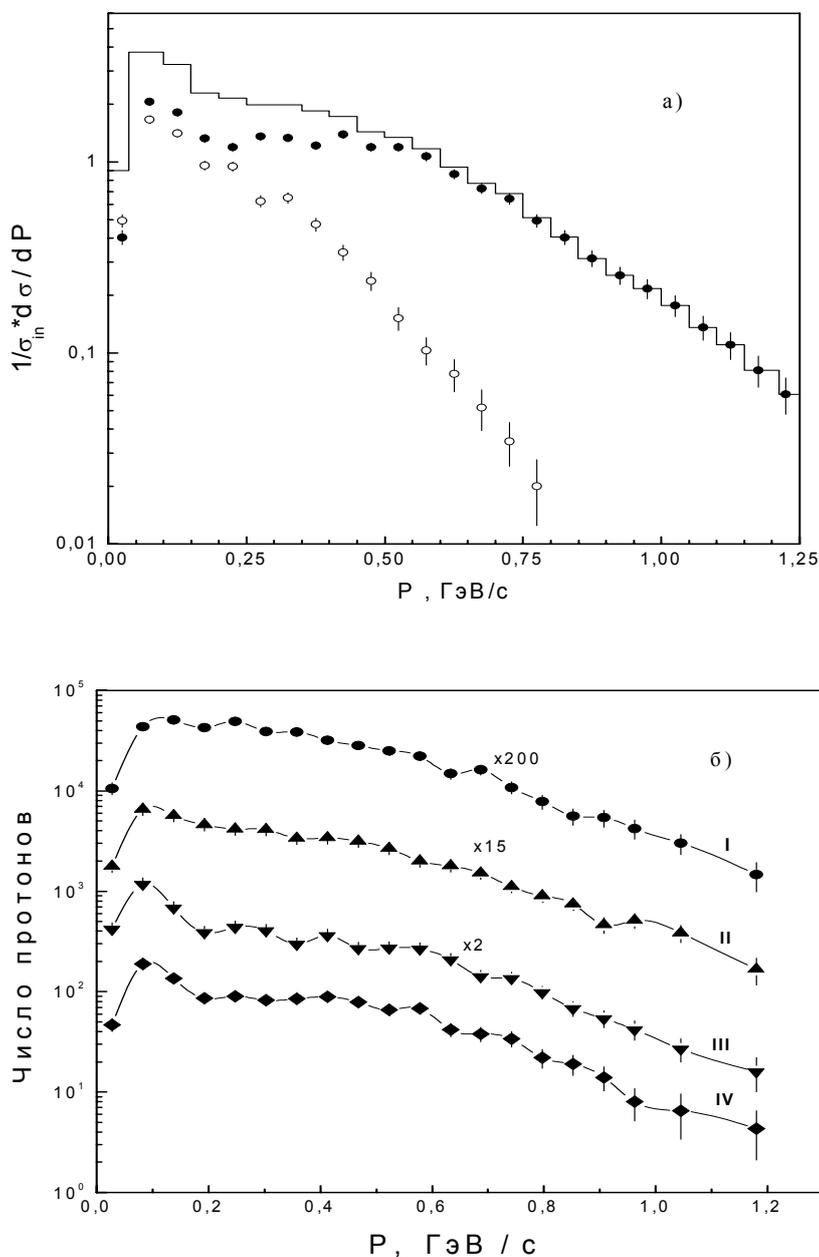


Рис. 2.1. Распределение протонов по импульсу в ал.с.к. в ^{16}O -взаимодействиях

Такое поведение импульсного спектра протонов наблюдалось ранее в $\pi\text{-}^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при 4,5 и 40 ГэВ/с [83. С. 190–194; 84. С. 27–30], $p\text{-}^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 300 ГэВ/с [85. С. 662–665], а также в ряде других работах [86. С. 305–308; 87. С. 1993–2002]. Это явление, имеющее

тенденцию к более сильному проявлению на относительно легких ядрах [88. С. 446–452] интерпретируется наличием короткодействующих корреляций внутри-ядерных нуклонов [86. С. 305–308; 87. С. 1993–2002]. В принципе не исключено, что наблюдаемая структура в импульсном спектре протонов связана, как упоминалось выше, с процессами поглощения медленных пионов или медленных резонансов малонуклонными системами с короткодействующими межнуклонными корреляциями [89. С. 457–476; 90. С. 1209–1211]. Далее (в разделе 2.4) мы подробнее остановимся на этом явлении.

Пока же продолжим обсуждение корреляций в рождении протонов и многозарядных фрагментов в релятивистских адрон-ядерных соударениях. Итак, мы показали, что форма импульсного спектра протонов, образованных в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при $3.25 \text{ A ГэВ}/c$, зависит от степени возбуждения фрагментирующего ядра-кислорода. Также мы констатировали, что механизм рождения относительно быстрых протонов ($P > 0.25 \text{ ГэВ}/c$), летящих в переднюю полусферу в системе покоя ядра-снаряда, не зависит от энергии и массового числа фрагментирующего ядра. Как и ранее полагаем, что суммарный заряд многозарядных ($z_f \geq 2$) фрагментов (Σz_f) можно рассматривать как меру степени возбуждения фрагментирующего ядра-кислорода. В связи с этим интересно исследовать влияние степени возбуждения фрагментирующего ядра на импульсные характеристики протонов [91. С. 19–22]. Для этой цели рассмотрим зависимость среднего значения импульса “протонов-вперед” и “протонов-назад” в системе покоя ядра кислорода от суммарного заряда многозарядных фрагментов, которая приведена на рис.2.2а, 2.2б.

Из рис. 2.2а видно, что среднее значение импульса “протонов-вперед” (за исключением точки при $\Sigma z_f = 6$) в пределах статистических погрешностей не зависит от Σz_f , т.е. не зависит от степени возбуждения фрагментирующего ядра. На рис.2.2а сплошной линией показан результат аппроксимации

экспериментальных данных функцией вида $\langle P \rangle = \alpha$ (т.е. предполагая независимость среднего импульса от суммарного заряда) без учета экспериментальной точки при $\Sigma z_f = 6$.

Видно, что такая аппроксимация достаточно хорошо описывает независимость среднего значения импульса “протонов-вперед” от суммарного заряда многозарядных фрагментов. При этом значение параметра α оказалось равным 435.9 ± 4.0 МэВ/с и $\chi^2 = 0.74$ при числе степеней свободы 5, что соответствует 98%-ному уровню значимости. Для этих групп событий в пределах статистических погрешностей остаются постоянными и стандарты импульсного спектра “протонов-вперед” ($\sigma = 273.7 \pm 2.9$ МэВ/с). При аппроксимации экспериментальных данных формулой $\langle P \rangle = \alpha$, включая точку при $\Sigma z_f = 6$ (пунктирная линия), получено, что $\alpha = 425.0 \pm 3.0$ МэВ/с и $\chi^2 = 14.96$ для 6 степеней свободы, которое соответствует 2%-ному уровню значимости.

Таким образом, можно заключить, что экспериментальная точка при $\Sigma z_f = 6$ имеет значимое отклонение от $\langle P \rangle$ для других значений суммарного заряда многозарядных фрагментов.

Наблюдаемое уменьшение (на $\approx 10\%$) среднего значения импульса “протонов-вперед” при $\Sigma z_f = 6$ по сравнению с $\langle P \rangle$ при других значениях Σz_f можно объяснить относительно большим вкладом испарительного механизма в спектр “протонов-вперед” в этих событиях. Качественно это можно интерпретировать следующим образом.

В силу изотопической инвариантности сильного взаимодействия, а также равного количества протонов и нейтронов в ядре-снаряде, вероятности pp- и np-взаимодействий одинаковы. Поскольку события с суммарным зарядом 6 и 7 являются периферическими ^{16}O -соударениями, то процессами многократных внутриядерных перерассеяний можно пренебречь. В случае, когда $\Sigma z_f = 7$, наблюдаемый протон является продуктом либо прямого выбивания, либо испарения с одинаковой вероятностью. Для групп $\Sigma z_f = 6$ в

конечном состоянии имеется два протона, один из которых является испарительным, а другой с вероятностью 0.5 может быть выбитым протоном, как и в группе с $\Sigma z_f = 7$. Это обстоятельство и приводит к увеличенной доле испарительных протонов в группе с $\Sigma z_f = 6$ и, соответственно, к уменьшению среднего импульса в этой группе.

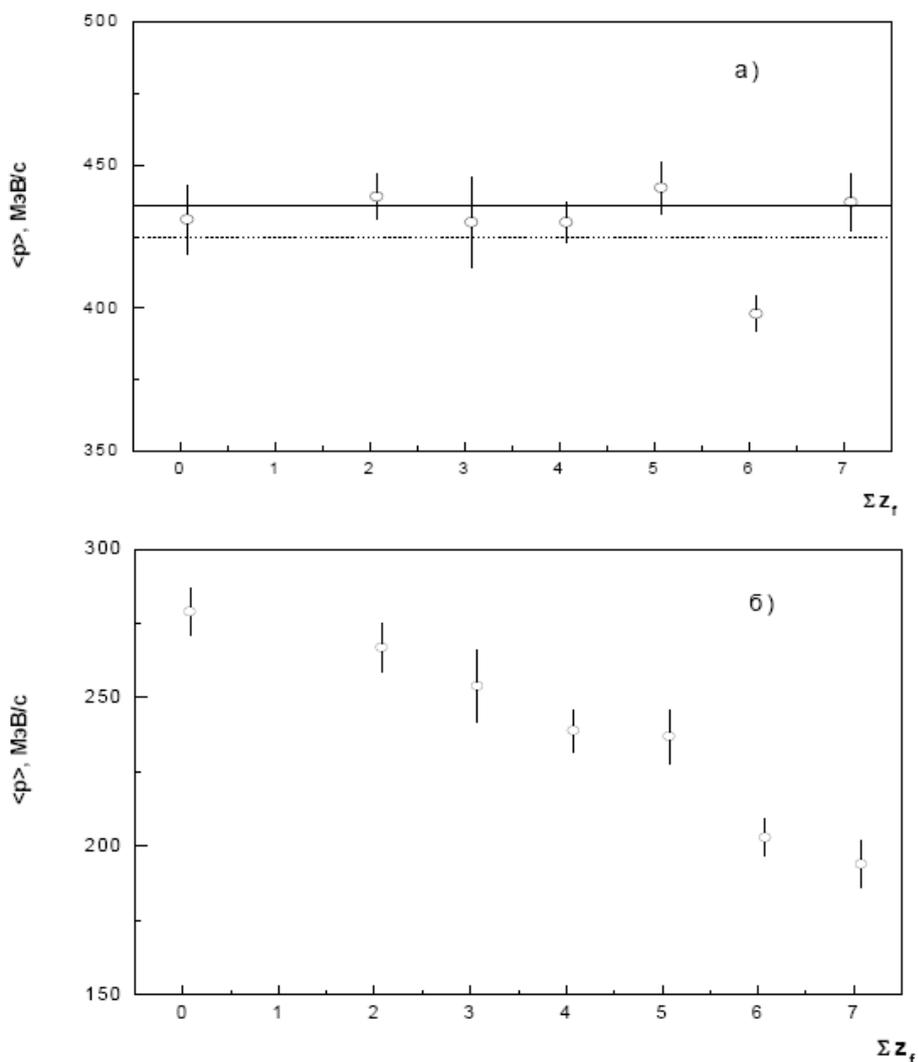


Рис. 2.2. Среднее значение полного импульса протонов в системе покоя ядра кислорода как функция суммарного заряда многозарядных фрагментов для протонов, летящих в переднюю (а) и заднюю (б) полусферы

Из рис.2.2б видно, что с ростом суммарного заряда многозарядных фрагментов средний импульс “протонов-назад” уменьшается монотонно, что, по-видимому, связано с увеличением доли протонов испарительного

происхождения. Следует заметить, что вкладом протонов каскадирования в спектр “протонов-назад” можно пренебречь. С ростом суммарного заряда практически линейно уменьшаются также стандарты импульсных распределений, т.е. импульсные спектры становятся уже.

Здесь также интересно исследовать зависимость форм импульсных спектров “протонов-вперед” и “протонов-назад” от степени возбуждения ядра кислорода. На рис. 2.3а, 2.3б показаны отношения импульсных спектров “протонов-вперед” и “протонов-назад” для различных групп событий к суммарному спектру “протонов-вперед” и “протонов-назад” соответственно.

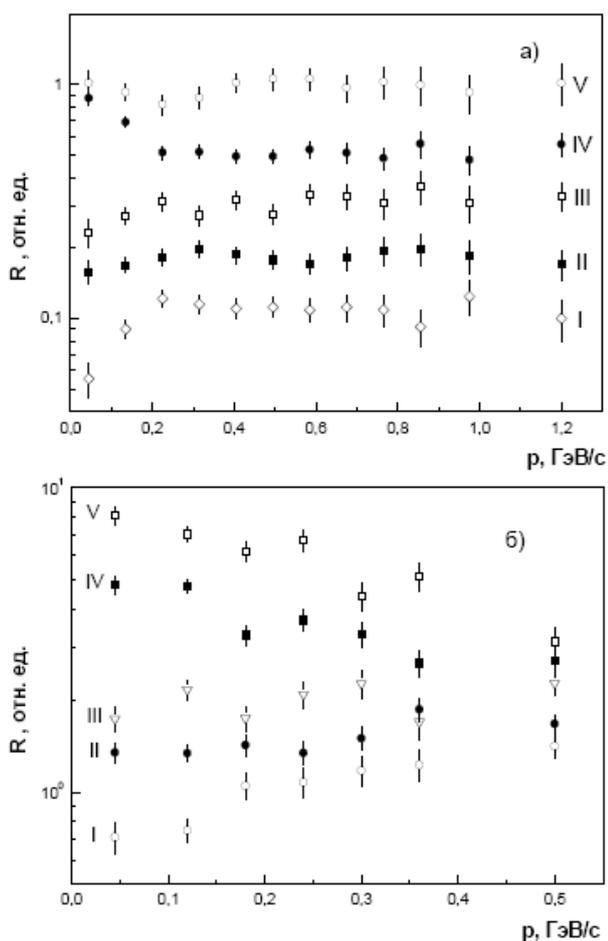


Рис. 2.3. Отношения импульсных спектров “протонов-вперед” (а) и “протонов-назад” (б) в системе покоя ядра-кислорода для различных зарядовых групп событий к суммарному импульсному спектру “протонов-вперед” и “протонов-назад” Σz_f

Римскими цифрами указаны номера групп, соответствующие различным значениям величины Σz_f . Из-за малой статистики событий с $\Sigma z_f = 0$ и $\Sigma z_f = 3$ они объединены с группой $\Sigma z_f = 2$.

Из рис. 2.3а также видно, что максимальная доля испарительных протонов наблюдается в группе IV, т.е. когда $\Sigma z_f = 6$. Основная часть этой группы состоит из событий с образованием одного шестизарядного фрагмента и трех двухзарядных фрагментов.

Интересную зависимость от импульса показывает величина R для “протонов-назад” (рис. 2.3б). Для I и II групп величина R во всей области спектра медленно возрастает с увеличением импульса; для III группы в пределах статистических погрешностей величина R практически остается постоянной во всей области изменения импульса; для IV и V групп с ростом импульса величина R монотонно падает.

Из приведенных выше экспериментальных данных следует, что степень возбуждения фрагментирующего ядра по-разному влияет на форму импульсных спектров “протонов-вперед” и “протонов-назад”. Значительное влияние степени возбуждения фрагментирующего ядра на форму импульсного спектра “протонов-назад” можно объяснить происхождением этих протонов. Протоны, летящие в заднюю полусферу, в основном образуются за счет испарительного механизма и механизма ферми-развала, которые непосредственно связаны со степенью возбуждения фрагментирующего ядра, что мы и наблюдаем в эксперименте. В образование “протонов-вперед” кроме этих механизмов значительный вклад дают и процессы внутриядерного каскадирования. Интересно отметить, что, хотя степень возбуждения фрагментирующего ядра каким-то образом определяется кратностью внутриядерного каскадирования, она, тем не менее, не оказывает никакого влияния на форму импульсного спектра протонов такого происхождения.

Мы также провели анализ формы импульсного спектра протонов в $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 300 ГэВ/с [92. С. 26–29] в зависимости от степени возбуждения фрагментирующего ядра неона. Так как условие данного эксперимента не позволяет идентифицировать многозарядных фрагментов в качестве индикатора суммарного заряда многозарядных фрагментов мы апробировали величину

$$Q = Z(^{20}\text{Ne}) - N_p,$$

где $Z(^{20}\text{Ne})$ – число протонов ядра ^{20}Ne ;

N_p – экспериментально наблюдаемое число протонов.

На рис.2.4 (а,б) показана зависимость среднего значения импульса “протонов-вперед” ($\vartheta \leq 90^\circ$) и “протонов-назад” ($\vartheta > 90^\circ$) от величины Q . Из рис. 2.4а видно, что среднее значение импульса “протонов-вперед” (за исключением точки при $Q = 6$) в пределах статистических погрешностей не зависит от Q , т.е. не зависит от степени возбуждения фрагментирующего ядра. На рис.2.4а сплошной линией показан результат аппроксимации экспериментальных данных линейной функцией $\langle P \rangle = \alpha$ без учета экспериментальной точки при $Q=6$. Видно, что такая функция достаточно хорошо описывает независимость среднего значения импульса “протонов-вперед” от принятой меры суммарного заряда много-зарядных фрагментов Q . Значение параметра α оказалось равным 452.7 ± 4.4 МэВ/с и $\chi^2 = 1.8$ при числе степеней свободы 5, что соответствует 77%-ному уровню значимости. Заметим также, что для этих групп событий, т.е. за исключением $\Sigma Z_f = 6$, в пределах статистических погрешностей остаются постоянными и стандарты импульсного спектра “протонов-вперед” ($\sigma = 272. \pm 4$ МэВ/с). При аппроксимации экспериментальных данных формулой $\langle P \rangle = \alpha$, включая точку при $Q = 6$ (пунктирная линия), получено, что $\alpha = 447.8 \pm 3.9$ МэВ/с и $\chi^2 = 7.3$ для числа степеней свободы 6, которое соответствует $\approx 20\%$ -ному уровню значимости.

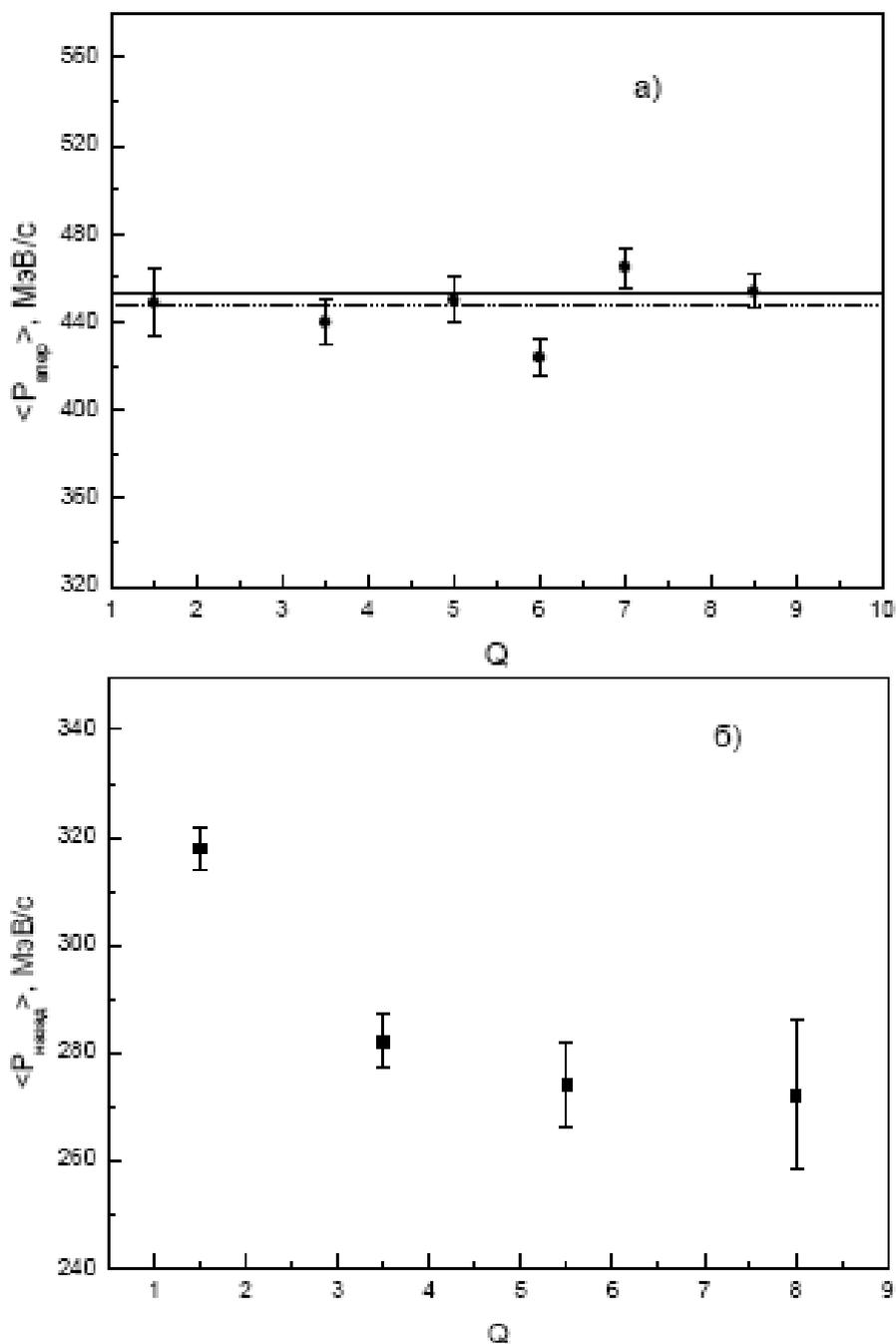


Рис. 2.4. Среднее значение полного импульса “протонов-вперед” (a) и “протонов-назад” (б) как функция суммарного заряда многозарядных фрагментов Q

Таким образом, можно заключить, что экспериментальная точка при $Q = 6$ имеет значимое отклонение от $\langle p \rangle$ для других значений суммарного заряда многозарядных фрагментов. Наблюдаемое $\approx 8\%$ уменьшение среднего

значения импульса “протонов-вперед” при $Q = 6$ по сравнению с $\langle P \rangle$ при других значениях Q объясняется относительно большим вкладом испарительного механизма в спектр “протонов-вперед” в этих событиях.

Из рис.2.4б видно, что с ростом величины Q средний импульс “протонов-назад” уменьшается, что, по-видимому, связано с увеличением доли протонов испарительного происхождения. Следует заметить, что вкладом протонов каскадирования в спектр “протонов-назад” можно пренебречь. В отличие от работы [91. С. 19–22], стандарты импульсных распределений практически не изменяются с ростом суммарного заряда, что связано с «отсечкой» части импульсного спектра протонов в области $P < 0.11$ ГэВ/с, вклад которой должен увеличиваться с возрастанием Q .

Нами также была исследована зависимость форм импульсных спектров “протонов-вперед” и “протонов-назад” от степени возбуждения ядра неона (Q). Для этой цели, как и в $^{16}\text{Oр}$ -соударениях, были проанализированы отношения импульсных спектров “протонов-вперед” и “протонов-назад” для различных групп событий к суммарному спектру “протонов-вперед” и “протонов-назад” соответственно в зависимости от Q . Их поведение оказалось качественно подобным отношению спектров протонов (рис. 2.3) в $^{16}\text{Oр}$ -соударениях.

Таким образом, из анализа импульсных спектров в $^{16}\text{Oр}$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях можно заключить, что степень возбуждения фрагментирующего ядра существенно влияет только на форму импульсного спектра “протонов-назад” и частично на форму спектров “протонов-вперед” не каскадного происхождения. Обнаруженное уменьшение среднего импульса “протонов-вперед” при $Q = 6$ ($\Sigma z_f = 6$) по сравнению с другими зарядовыми группами обусловлено повышенной долей испарительных протонов относительно других механизмов их образования – ферми-развала и прямого выбивания. Поведение форм спектров протонов при различных уровнях возбуждения

фрагментирующего ядра оказалось не зависящим как от первичной энергии, так и массовых чисел рассмотренных ядер.

2.2. Сравнительный анализ нормированных инвариантных инклюзивных дифференциальных сечений образования протонов-фрагментов в ^{16}O - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях

Альтернативным и эффективным способом выделения вкладов различных механизмов в процесс образования протонов-фрагментов можно считать фитирование экспериментальных спектров специальными функциями.

На рис.2.5(а,б) показано нормированное инвариантное инклюзивное дифференциальное сечение образования протонов-фрагментов [78. С. 30–33; 79. С. 1–16] в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с в зависимости от их импульса ($f(p)=E/\sigma_{in} d^3\sigma/dp^3$): (а) для всех протонов; (б) для протонов, вылетающих в переднюю и заднюю полусферы (кружки – для протонов с $0\leq\theta_p\leq 90^\circ$; треугольники – для протонов с $90^\circ\leq\theta_p\leq 180^\circ$). Сплошные линии – результаты аппроксимации экспериментальных данных функцией вида

$$f(p)=a_1\exp(-b_1p^2)+a_2\exp(-b_2p^2)+a_3\exp(-b_3p^2), \quad (2.1)$$

На рис. 2.5а штриховыми кривыми (1,2,3) показаны вклады каждого экспоненциального члена выражения (2.1). Видно, что $f(p)$ для протонов [78. С. 30–33; 79. С. 1–16] удовлетворительно описывается функцией (2.1), результаты аппроксимации которых, вместе с данными для $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействий при 300 ГэВ/с [85. С. 662–665], приведены в табл. 2.1.

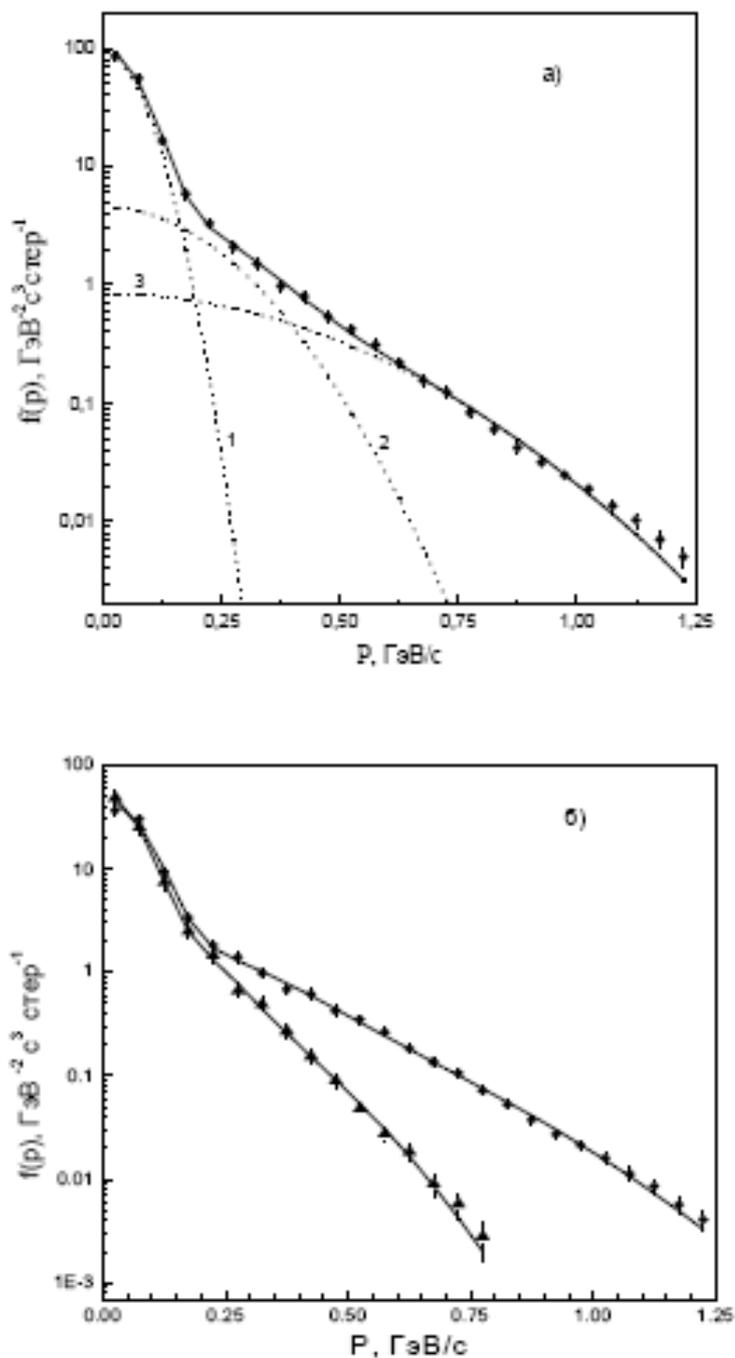


Рис.2.5. Нормированное инвариантное инклюзивное дифференциальное сечение образования протонов-фрагментов в ал.с.к.

Используя результаты аппроксимации, приведенные в табл.2.1, нами были определены доли протонов, описываемых каждым из трех членов выражения (2.1) (соответствующим «испарительному» механизму, механизму ферми-развала и механизму прямого выбывания) для $^{16}\text{Ор}$ -взаимодействий,

которые оказались равными $(27.4 \pm 0.5)\%$, $(32.0 \pm 0.6)\%$ и $(40.6 \pm 0.7)\%$, соответственно.

Таблица 2.1

Результаты аппроксимации нормированного инвариантного дифференциального инклюзивного распределения в ал.с.к. протонов-фрагментов по импульсу для $^{16}\text{O}p$ -взаимодействий при 3.25 А ГэВ/с [79. С. 1–16] и $p^{20}\text{Ne}$ -соударений при 300 ГэВ/с [85. С. 662–665] формулой 2.1)

Параметры	Тип соударения				
	$^{16}\text{O}p$			$p^{20}\text{Ne}$	
	все протоны	испущенные вперед	испущенные назад	все протоны	испущенные вперед
a_1	94.4 ± 3.5	45.3 ± 2.2	49.5 ± 2.9	50.1 ± 2.4	20.5 ± 1.6
b_1	126.1 ± 3.8	111.9 ± 4.1	149.7 ± 8.4	56.7 ± 2.6	49.2 ± 4.3
a_2	4.55 ± 0.30	1.80 ± 0.13	3.22 ± 0.46	4.21 ± 0.42	1.93 ± 0.43
b_2	14.57 ± 0.91	9.83 ± 0.99	24.3 ± 3.9	10.39 ± 0.92	10.19 ± 2.41
a_3	0.84 ± 0.07	0.56 ± 0.09	0.54 ± 0.24	0.65 ± 0.11	0.77 ± 0.15
b_3	3.71 ± 0.12	3.28 ± 0.19	8.78 ± 1.23	3.12 ± 0.18	3.30 ± 0.19
$\chi^2/\text{ч.с.св.}$	1.35	1.12	0.72	1.41	1.01

Из приведенных в таблице 2.1 данных видно, что:

- значение параметра наклона b_1 для $^{16}\text{O}p$ -взаимодействий существенно, больше, чем для $p^{20}\text{Ne}$ -соударений. Учитывая, что b_1 по физическому смыслу является величиной обратно пропорциональной дисперсии (ширине) импульсного распределения, это обстоятельство указывает на более узкое импульсное распределение, соответствующее первому члену в (2.1) для $^{16}\text{O}p$ -взаимодействий. Это может быть также связано с различными условиями регистрации медленных протонов в водородной и неон-водородной пузырьковых камерах;

- значение параметра наклона b_1 для протонов, летящих в заднюю полусферу в ≈ 1.3 раза больше, чем для протонов, летящих в переднюю

полусферу. На правдоподобность найденного значения параметра b_1 указывает тот факт, что значение первого экспоненциального члена выражения (2.1) при изменении импульса протона от $P \approx 25$ МэВ/с до $P \approx 250$ МэВ/с уменьшается почти на четыре порядка;

- значение параметра наклона b_2 для протонов, летящих в переднюю полусферу в пределах статистических погрешностей оказалось одинаковым для ^{16}O - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударений;

- в пределах статистических погрешностей оказалось одинаковым и значение параметра наклона b_3 для протонов, летящих в переднюю полусферу для обоих типов взаимодействий.

Следует заметить, что аппроксимируя $f(p)$ для протонов, летящих в переднюю полусферу в $p^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при 4.2 ГэВ/с [74. С. 1–8] формулой (2.1) для второго параметра наклона мы также получили $b_2 = 10.06 \pm 0.99$ (ГэВ/с) $^{-2}$, что в пределах статистических погрешностей совпадает с таковыми для ^{16}O - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударений (см. таблицу 2.1). К сожалению, из-за невозможности в эксперименте [74. С. 1–8] идентифицировать протоны с импульсами $P > 750$ МэВ/с, мы не можем сравнить значение третьего параметра наклона с нашими данными. Эти результаты не противоречат экспериментальным данным работы [93. С. 1–10], в которой исследовались инвариантные структурные функции $f(T)$ быстрых протонов ($T > 70$ МэВ), вылетающих под различными углами во взаимодействиях протонов с разными ядрами (с массовым числом от $A=6$, до $A=124$) при 7.5 ГэВ/с. Оказалось, что при фиксированном угле вылета протонов $f(T)$ удовлетворительно описывается одной экспонентой, и значение параметра наклона в пределах статистических погрешностей не зависит от массового числа фрагментирующего ядра.

Таким образом, можно заключить, что механизм образования быстрых протонов, особенно летящих вперед, имеет универсальный характер, выража-

ющийся в независимости его от первичной энергии и типа фрагментирующего ядра.

2.3. Об энергетическом спектре протонов-фрагментов

Выше мы обсуждали основные механизмы образования протонов-фрагментов. Остановимся еще на одном возможном механизме, приводящих к образованию относительно энергичных нуклонов-фрагментов – реакции поглощения медленных рожденных пионов квазидейтронными парами нуклонов в ядре [94. С. 1611–1613; 95. С. 32–35]:

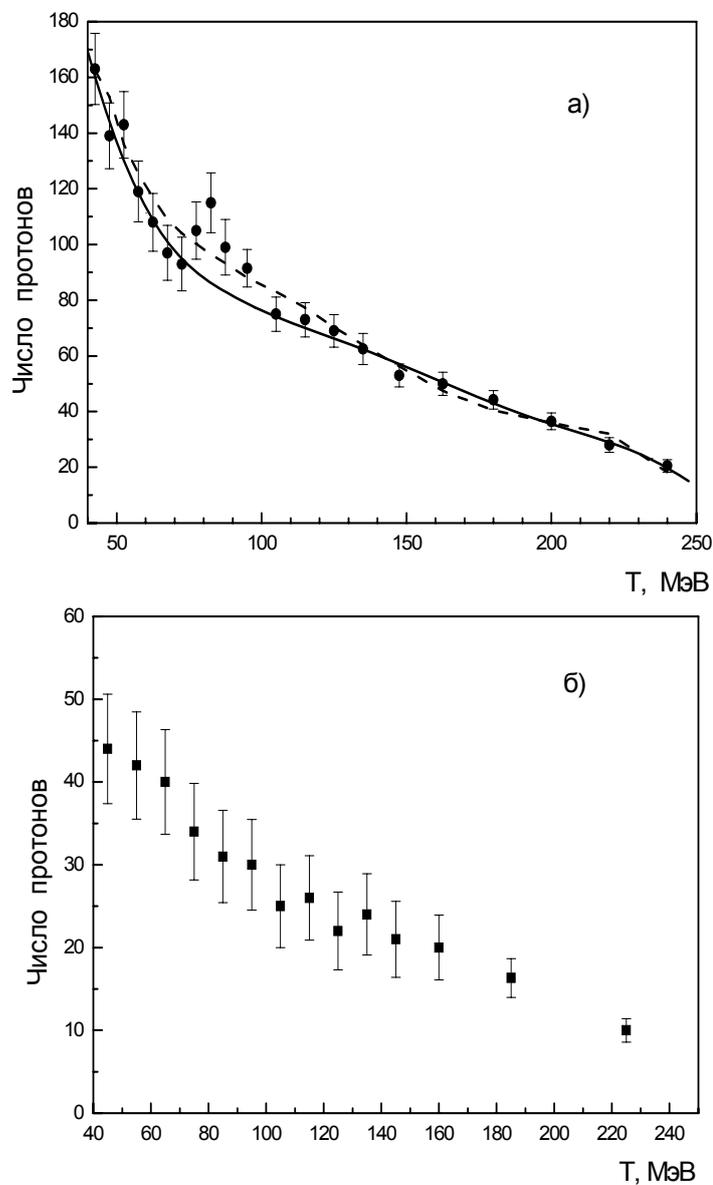


Если энергия пиона будет достаточно велика, то в конечном состоянии возможно образование изобар. Реализация таких реакций также может, в частности, привести к образованию «кумулятивных» нуклонов.

В работах [96. С. 2963–2968; 97. С. 770–780] в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с и в $\pi^{-12}\text{C}$ -соударениях при 4, 5 и 40 ГэВ/с в импульсном спектре протонов, вылетающих назад в л.с.к., было обнаружено наличие структуры – отклонение от монотонной зависимости дифференциального сечения от импульса в области $P_p \approx 0.3\text{--}0.5$ ГэВ/с. Было показано, что наблюдаемая особенность является результатом реакции поглощения пионов или мезонных резонансов сильносвязанными малонуклонными системами.

Как было показано в работе [55. С. 285–296], распределение инвариантной структурной функции $f(T)$ по кинетической энергии протонов в области $T \leq 10$ МэВ резко спадает с ростом энергии, далее наклон спектра уменьшается, и при $T > 50$ МэВ форма распределения приближается к экспоненциальной. При этом в инклюзивном спектре протонов по кинетической энергии наблюдается немонотонность в спаде в области $T \approx 70\text{--}110$ МэВ. Наиболее

четко эта структура проявляется в топологических каналах с суммарным зарядом многозарядных фрагментов $5 \leq \sum Z_f \leq 7$.



a – в событиях без образования ядра дейтерия; *b* – в событиях с образованием хотя бы одного ядра дейтерия

Рис.2.6. Распределение протонов-фрагментов по кинетической энергии в каналах с суммарным зарядом многозарядных фрагментов $5 \leq z_f \leq 7$

На рис.2.6 представлено распределение протонов-фрагментов по кинетической энергии (в области $40 < T < 250$ МэВ) для двух групп событий этих каналов, в которых отсутствуют ядра дейтерия d (2.6a) и имеется хотя бы одно такое ядро (2.6б). Как видно из рис. 2.6a, распределение имеет структуру с заметным пиком. Сплошная кривая на рис. 2.6a представляет собой результат аппроксимации спектра вне интервала $70 < T < 110$ МэВ полиномом пятого порядка. Видно, что вне указанного интервала этот спектр имеет монотонно спадающий характер и очень хорошо воспроизводится полиномом ($\chi^2 = 3.18$ при числе степеней свободы 11, что соответствует более 99%-ному уровню достоверности). Штриховая кривая на рис. 2.6a представляет собой результат аппроксимации всех экспериментальных точек полиномом Лежандра 5-го порядка. Видно, что включение интервала $70 < T < 110$ МэВ ухудшает описание экспериментальных данных ($\chi^2 = 17.5$ при числе степеней свободы 15, что соответствует менее 30%-ному уровню достоверности).

Таким образом, можно предполагать, что структура, наблюдаемая в интервале $70 < T < 110$ МэВ, является достоверной. Расположение максимума пика при $T \approx 80 \pm 5$ МэВ на рис. 2.6a хорошо согласуется с предположением о том, что часть протонов образуется при распадах квазидейтронной пары нуклонов при поглощения медленного π -мезона. В этом случае можно ожидать, что в каналах с выходом ядер дейтерия вероятность наблюдения протонов, образованных в реакциях поглощения пиона квазидейтронными парами нуклонов в ядре ($\pi^+ \ll d \gg \rightarrow N+P$) будет сильно подавлена. Действительно, как видно из рис. 2.6б, в событиях с образованием ядра дейтерия какие-либо аномалии в области $T \approx 70-90$ МэВ отсутствуют.

Отметим, в частности, что наличие или отсутствие трехнуклонных фрагментов – ядер трития и гелия-3, которые могли бы образоваться за счет слияния дейтерия еще с одним нуклоном каскадирования [55. С. 285–296], практически не оказывает влияния на конечный результат. Отсутствие

заметного пика в других топологиях, когда суммарный заряд фрагментов с $z_f \geq 2$ меньше пяти, можно качественно объяснить следующим образом. Поскольку в этих каналах происходит большее число внутриядерных столкновений и более сильное разрушение исходного ядра, протоны, если они образованы в результате реализации реакции (2.2), теряют свои исходные кинематические параметры, а их энергетический спектр сильно размазывается.

Таким образом, можно заключить, что структура, наблюдаемая в энергетическом спектре протонов в интервале $T \approx 70\text{--}110$ МэВ, связана с распадом двухнуклонной системы в результате поглощения ею медленного π -мезона.

2.4. Распределение протонов по множественности в адрон-ядерных соударениях

Множественности протонов в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях посвящено большое число работ. Предполагается, что эта характеристика связана с числом внутриядерных соударений и несет важную информацию о механизмах множественного образования на ядрах. Однако, несмотря на большой объем экспериментальных данных о множественности протонов, сколько-нибудь количественного описания этих данных не существует. Попытка [98. С. 343–346; 99. С. 2512–2518; 100. С. 1562–1568] описать множественность “быстрых” протонов ($p > 220$ МэВ/с в системе покоя фрагментирующего ядра, что исключает вклад испарительных протонов) в предположении, что они являются продуктами независимого выбивания первичной и вторичными частицами в процессе внутриядерного каскадирования оказалась не вполне успешной из-за неучета других, не менее важных механизмов их образования.

В настоящей работе мы предприняли попытку воспроизвести спектр протонов по множественности в $\pi^{-12}\text{C}$ -соударениях при 40 ГэВ/с и в $p^{20}\text{Ne}$ -

взаимодействиях при 300 ГэВ/с [78. С. 30–33; 79. С. 1–16; 81. С. 286–288], используя в качестве базового подхода результаты работы [101. С. 2025–2027], в которой развита простая феноменологическая модель образования протонов в соответствии с установленными к настоящему времени основными механизмами их образования. Для полноты изложения и улучшения восприятия материала по множественности в параграфе 2.4.1 приведем также основные положения этой модели и основные результаты по описанию спектров множественности протонов $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.

2.4.1. Распределение множественности протонов в

$^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с

В работе [101. С. 2025–2027] в качестве примера рассмотрены распределения множественности протонов, образованных в соударениях ядер кислорода с протонами при 3.25 А ГэВ/с, и приведен аналитический подход к их описанию. Этот подход базируется на экспериментально установленном факте о существовании трех основных механизма образования протонов в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях. На основании анализа нормированного инвариантного инклюзивного дифференциального сечения образования протонов в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с [78. С. 30–33; 79. С. 1–16] определены вклады этих механизмов: доля «испарительного» механизма составила $W_{\text{ev}} = 0.274 \pm 0.005$, доля ферми-развала $-W_f = 0.320 \pm 0.006$ и доля прямого выбивания протонов $-W_k = 0.406 \pm 0.007$.

Описание процесса выбивания протонов в упомянутой феноменологической модели выполнено на основе глауберовского подхода с параметризацией внутриядерной плотности в виде распределения Вудса–Саксона

$$\rho(r) = \rho_0 / (1 + \exp(\frac{r - c_1}{c_2})), \quad (2.3)$$

с параметрами $c_1 = 1.3 A^{1/3}$ Фм, $c_2 = 0.55$ Фм, где A – массовое число мишени, равное 16, ρ_0 – плотность ядра в центральной области. При этих параметрах среднее число внутриядерных соударений оказалось равным $\langle v \rangle = 1.56 \pm 0.02$, что в пределах статистических погрешностей совпадает с величиной, определяемой из работы [102. С. 179–183] $\langle v \rangle = A\sigma_{\text{in}}(\text{NN})/\sigma_{\text{in}}(^{16}\text{Op})$, где A – массовое число ядра кислорода, $\sigma_{\text{in}}(\text{NN})$, $\sigma_{\text{in}}(^{16}\text{Op})$ – неупругие сечения нуклон-нуклонного и протон-кислородного соударений, равные 32.0 ± 0.1 и 334 ± 3 мбн соответственно. Распределение по числу выбитых протонов $P_k(n_k)$ связано с распределением по числу внутриядерных соударений $P(v)$ соотношением [98. С. 343-346]:

$$P_k(n_k) = \sum_{\nu=1}^A P(\nu) C_{n_k+\nu-1}^{n_k} (1-x)^\nu x^{n_k}, \quad (2.4)$$

где $C_{n_k+\nu-1}^{n_k} (1-x)^\nu x^{n_k}$ – распределение Паскаля.

Величина $x = \langle n_k \rangle / (\langle n_k \rangle + \langle v \rangle)$ непосредственно определяется через среднее число внутриядерных соударений $\langle v \rangle$ и среднее число выбитых протонов ($\langle n_k \rangle$), которое связано с долей выбитых протонов W_k и средним числом регистрируемых в эксперименте протонов $\langle n_p \rangle$ соотношением $\langle n_k \rangle = \langle n_p \rangle W_k$.

Далее рассматривается фрагментация возбужденного ядра-снаряда (ферми-развал), при которой фрагменты сохраняют свой исходный продольный импульс. По предположению авторов модели, этот процесс носит статистический характер, при этом вероятность образования протонов подчиняется биномиальному закону. В расчетах учитывается изменение начального объема статистической системы z из-за выбивания протонов n_k на первой стадии. Вероятность того, что в ядре-остатке останется $z - n_k$ протонов после первой стадии, равна вероятности P_k выбивания n_k протонов. Поскольку образование n_f протонов происходит из переменного объема статистической

системы $z - n_k$ вводится весовой множитель P_k для учета этого фактора, т.е. вероятность P_f будет равна сумме:

$$P_f(n_f) = \sum_{n_k=0}^{z-n_f} C_{n_k}^{z-n_f} x_f^{n_f} (1-x_f)^{z-n_f-n_k} P_k(n_k), \quad (2.5)$$

где x_f – вероятность появления n_f протонов при ферми-развале, равная $x_f = \langle n_f \rangle / (z - \langle n_f \rangle)$,

z обозначает атомный номер ядра,

$\langle n_f \rangle$ – средняя множественность протонов от ферми-развала.

Тогда распределение по суммарному числу протонов n_{fk} определяется следующим образом:

$$P_{fk}(n_{fk}) = \sum_{n_k=0}^{n_{fk}} \sum_{n_f=0}^{n_{fk}} P_f(n_f) P_k(n_k) \delta_{n_{fk}}^{n_f+n_k}, \quad (2.6)$$

где $\delta_{n_p}^{n_f+n_k}$ – знак Кронекера, указывающий вклад членов суммы, для которых выполняется условие равенства $n_{fk} = n_k + n_f$.

Это распределение использовано при изучении распределения по множественности “быстрых” протонов, т.е. с обрезанием вклада так называемых испарительных протонов с $p < 220$ МэВ/с в системе покоя ядра кислорода.

Распределение вероятностей образования испарительных протонов также выбрано в виде биномиального распределения. Поскольку этот этап является третьим, то при получении распределения по числу испарительных протонов в биномиальном распределении необходимо учитывать изменения объема начальной выборки согласно вероятностям $P_{fk}(n_{fk})$. Таким образом, распределение по числу испарительных протонов определяется как

$$P_{ev}(n_{ev}) = \sum_{n_{fk}=0}^{z-n_{ev}} C_{n_{ev}}^{z-n_{fk}} x_{ev}^{n_{ev}} (1-x_{ev})^{z-n_{ev}-n_{fk}} P_{fk}(n_{fk}), \quad (2.7)$$

где x_{ev} – вероятность появления $\langle n_{ev} \rangle$ “испарительных” протонов, равная $x_{ev} = \langle n_{ev} \rangle / (z - \langle n_{fk} \rangle)$.

Суммарное распределение протонов $P(n_p)$ по всем трем механизмам вычисляем по формуле:

$$P(n_p) = \sum_{n_k=0}^{n_p} \sum_{n_f=0}^{n_p} \sum_{n_{ev}=0}^{n_p} P_k(n_k) P_f(n_f) P_{ev}(n_{ev}) \delta_{n_p}^{n_f+n_k+n_{ev}}. \quad (2.8)$$

Вследствие небольшого числа нуклонов в ядре ^{16}O осуществление всех трех процессов в одном акте соударения представляется маловероятным. Более вероятны различные комбинации таких процессов в разных актах, которые при усреднении по инклюзивным спектрам дают указанные выше вклады W_{ev} , W_f , W_k . Для учета этих комбинаций распределение по множественности всех протонов представляется суммой вкладов, учитывающих разные комбинации механизмов образования протонов:

$$P(n_p) = \alpha P_k(n_k) + \beta P_{evk}(n_{evk}) + (1 - \alpha - \beta) P_{fk}(n_{fk}), \quad (2.9)$$

где $P_{evk}(n_{evk})$ получается из $P_{fk}(n_{fk})$ заменой протонов от ферми-развала на “испарительные”.

При этом на величины α и β накладывается ограничение, связанное с определенными по всем актам соударений вкладами W_{ev} , W_f , W_k . Например, в выражении (2.9) вместо величины W_{ev} используется соотношение W_{ev}/β , а вместо $W_f - W_f/(1 - \alpha - \beta)$.

На рис. 2.7 приведено распределение по множественности “быстрых” протонов вместе с предсказанием модели, учитывающей два механизма образования таких протонов – прямого выбивания и ферми-развала (по формуле (2.6)), так как вклад испарительного механизма в образовании “быстрых” протонов отсутствует.

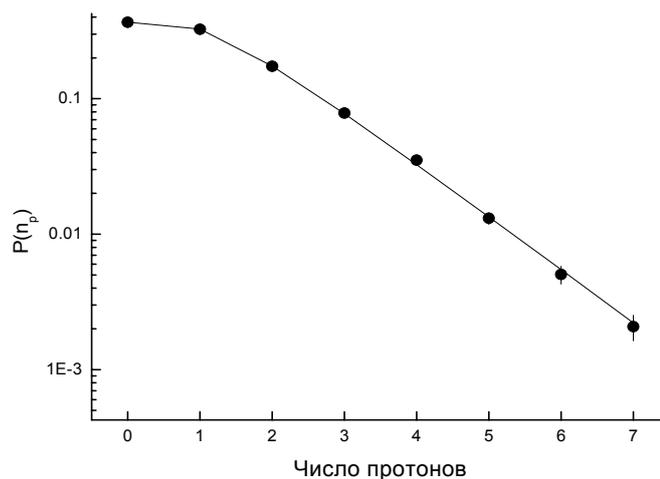


Рис.2.7. Распределение по множественности “быстрых” протонов (●) и расчет по феноменологической модели, учитывающей вклады механизмов прямого выбивания и ферми-развала (сплошная линия)

Видно, что модель хорошо воспроизводит экспериментальные данные ($\chi^2=2.3$ при семи степенях свободы), при вкладах $W_k=0.62\pm 0.01$ и $W_f=0.38\pm 0.01$, совпадающих с экспериментально определенными долями этих механизмов для “быстрых” протонов. Было отмечено, что при любых отклонениях от этих долей согласие расчета с экспериментом значительно ухудшается. В этой работе выполнено также сравнение предсказаний модели, учитывающей все три упомянутых механизма образования протонов с экспериментальными данными для множественности всех протонов (рис.2.8).

Расчет выполнен на основе экспериментально определенных вкладов каждого механизма согласно выражению (2.9). Лучшее согласие ($\chi^2=4.2$ при шести степенях свободы) достигается при значениях параметров $\alpha=0.14 \pm 0.01$, $\beta = 0.52 \pm 0.02$.

Хорошее описание распределений множественности протонов данной простой моделью не только подтверждает правильность принятой картины адрон-ядерных взаимодействий, но и указывает на нечувствительность распределений по множественности к тонким деталям механизмов их

образования. Результаты анализа указывают на незначительный вклад процессов с одновременным участием трех механизмов в отдельных актах соударений для легких ядер.

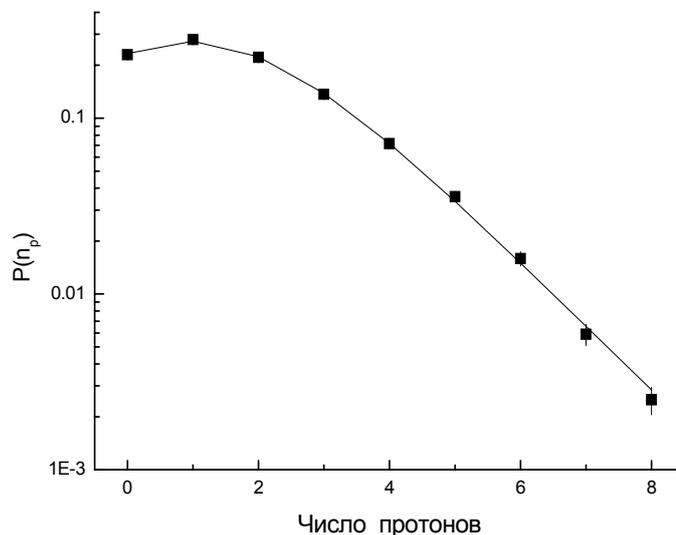


Рис.2.8. Распределение по множественности всех протонов (■) и расчет по формуле (2.9) (сплошная линия)

Данный анализ позволяет определить число отдельных событий, в которых доминируют те или иные комбинации механизмов образования протонов. Хотя в настоящей работе использовались значения W_{ev} , W_f , W_k , полученные из инклюзивных спектров [78. С. 30–33; 79. С. 1–16;], очевидно, что данная модель позволяет определить их также и из распределения по множественности протонов.

2.4.2. Распределение множественности протонов в $\pi^{-12}\text{C}$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 40 и 300 ГэВ/с

Как мы указали в п.п.2.4.1 для описания распределения протонов по множественности в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях была предложена простая феноменологическая модель [101. С. 2025–2027], в

которой предполагалось, что основными механизмами образования протонов являются выбивание протонов налетающей частицей за счет многократного рассеяния ее на нуклонах ядра, распад возбужденного ядра-остатка (ферми-развал), образованного после прохождения внутриядерных соударений первичной частицы и «испарение» исходного ядра при периферических соударениях или же девозбуждения многонуклонных фрагментов, образованных в результате распада ядра-остатка.

Мы применили предложенный подход к анализу распределений множественности протонов, образованных в $\pi^{-12}\text{C}$ -соударениях при 40 ГэВ/с и в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с.

Вследствие того, что мы рассматриваем легкие ядра (^{20}Ne и ^{12}C), осуществление всех трех процессов в одном акте соударения, т.е. расчет по формуле (2.8), представляется маловероятным. Более реальны различные комбинации таких процессов в разных актах, которые при усреднении по инклюзивным спектрам позволяют определить вклады W_{ev} , W_f , W_k . (формула 2.9).

На рис.2.9 и 2.10 приведены распределения по полной множественности протонов $P(n_p)$ для $\pi^{-12}\text{C}$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударений вместе с предсказанием модели, учитывающей комбинацию механизмов образования протонов (по формуле (2.9)). Видно, что модель хорошо воспроизводит экспериментальное распределение протонов по множественности как для $\pi^{-12}\text{C}$ -соударений ($\chi^2 = 1.1$ при 4 степенях свободы), при вкладах $W_k = 0.33 \pm 0.02$, $W_f = 0.53 \pm 0.03$ и $W_{ev} = 0.14 \pm 0.01$ (рис.2.9), так и для $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействий ($\chi^2 = 3.8$ при 7 степенях свободы), при вкладах $W_k = 0.38 \pm 0.02$, $W_f = 0.50 \pm 0.03$ и $W_{ev} = 0.12 \pm 0.01$ (рис.2.10).

Для окончательного определения вкладов приведенных выше механизмов образования протонов необходимо учесть потери медленных ($p < 0.11$ и $p < 0.14$ ГэВ/с для $p^{20}\text{Ne}$ - и $\pi^{-12}\text{C}$ -соударений соответственно) и быстрых протонов ($p > 1.25$ и $p > 0.8$ ГэВ/с для $p^{20}\text{Ne}$ - и $\pi^{-12}\text{C}$ -соударений соответственно). Для определения доли неизмеренных медленных протонов в рассматриваемых

соударениях мы использовали результаты работы [78. С. 30–33; 79. С. 1–16;], где было приведено выражение, аппроксимирующее инвариантную структурную функцию протонов по квадрату их импульсов для $^{16}\text{O}p$ -взаимодействий при 3.25 А ГэВ/с.

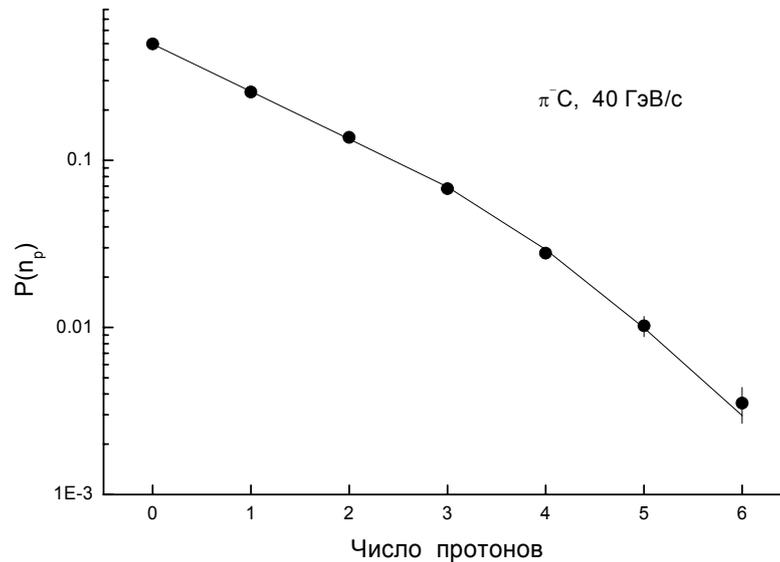


Рис. 2.9. Распределение по множественности протонов в $\pi^{-12}\text{C}$ -соударениях при 40 ГэВ/с (●) и расчет по формуле (2.9) (сплошная линия)

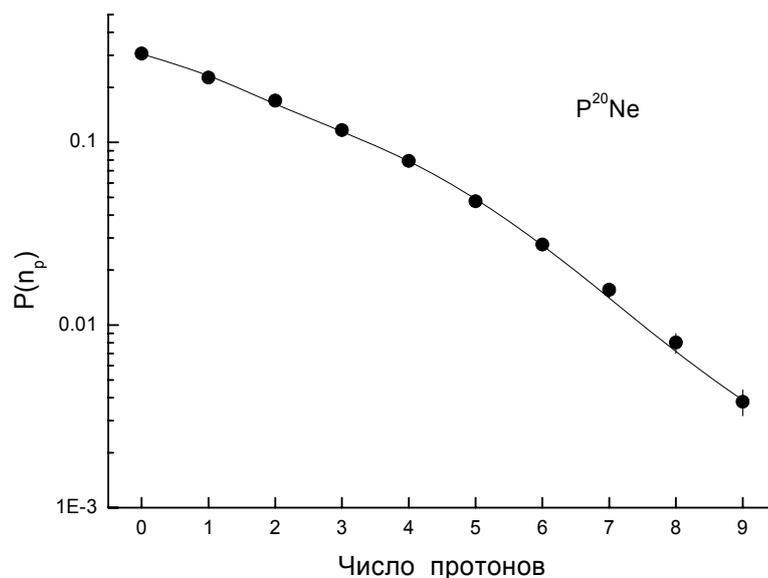


Рис. 2.10. Распределение по множественности протонов в $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 300 ГэВ/с (●) и расчет по формуле (2.9) (сплошная линия)

При этом предполагалось, что доля испарительных протонов будет пропорциональной массовому числу фрагментирующего ядра. Доля неидентифицированных быстрых протонов в $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях определялась исходя из результатов работ [103. С. 169–181], а для $\pi^{-12}\text{C}$ -соударений – [104. С. 1–8].

Таблица 2.2

Вклады механизмов образования протонов в $\pi^{-12}\text{C}$ -, $^{16}\text{O}p$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при высоких энергиях

Тип вклада	Тип взаимодействия		
	$\pi^{-12}\text{C}$	$^{16}\text{O}p$	$p^{20}\text{Ne}$
W_{ev}	0.22 ± 0.01	0.27 ± 0.01	0.28 ± 0.01
W_f	0.43 ± 0.02	0.32 ± 0.01	0.31 ± 0.01
W_k	0.35 ± 0.02	0.41 ± 0.02	0.41 ± 0.02

С учетом этих поправок вклады каждого из выше приведенного механизма совместно с данными по $^{16}\text{O}p$ -соударениям [101. С. 2025–2027] приведены в табл. 2.2.

Из табл. 2.2 видно, что в случае $^{16}\text{O}p$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударений наблюдается устойчивость – практическая независимость относительных вкладов различных механизмов образования протонов к изменению энергии и массового числа фрагментирующего ядра. Наблюдаемое некоторое различие этих величин в $\pi^{-12}\text{C}$ -соударениях, по-видимому, связано с меньшим сечением πN -взаимодействий, приводящим к относительно меньшему вкладу механизма выбивания протонов.

Таким образом, можно заключить, что доли вкладов различных механизмов образования протонов не зависят от энергии и массового числа фрагментирующего ядра, но чувствительны к типу налетающей частицы (пион или протон).

Предложенная простая феноменологическая модель способна количественно описать распределений протонов по множественности в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях и при правильном учете потери протонов позволяет определить вклады основных механизмов образования протонов. Для ее развития и установления зависимости различных механизмов образования протонов от массового числа фрагментирующего ядра представляется интересным сопоставить предсказания данной модели с экспериментальными данными для соударений протонов с более тяжелыми ядрами при высоких энергиях.

Выводы по второй главе

В заключение данной главы кратко сформулируем основные результаты изучения образования протонов-фрагментов.

1. Впервые получено и апробировано аналитическое описание распределений по множественности протонов в π^- C-соударениях при 40 ГэВ/с, $p^{20}\text{Ne}$ -столкновениях при 300 ГэВ/с и ^{16}O p-соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Показана возможность его использования для определения вкладов отдельных механизмов образования протонов.

2. Установлено, что доли вкладов различных механизмов образования протонов не зависят от энергии и массового числа фрагментирующего легкого ядра, но чувствительны к типу налетающей частицы (пион или протон), т.е. к числу их конститuentных кварков.

3. Впервые в условиях 4 π -геометрии выполнен систематический анализ образования протонов-фрагментов в ^{16}O p-соударениях при 3.25 А ГэВ/с и показано, что:

- форма импульсного спектра протонов с $p > 0.25$ ГэВ/с (за исключением «испарительных»), вылетающих в переднюю полусферу в системе покоя фрагментирующего ядра не зависит от степени его возбуждения;

- форма импульсного спектра протонов, вылетающих в заднюю полусферу в системе покоя фрагментирующего ядра сильно коррелирована со степенью его возбуждения;

- обнаружена нерегулярность в спектре кинетической энергии протонов в области $T = 70 - 110$ МэВ, обусловленная распадом двухнуклонной системы за счет поглощения ею медленного пиона;

- идентифицированы основные механизмы образования протонов (испарительный механизм, механизм ферми-развала возбужденного ядра-остатка и механизм прямого выбивания протонов в процессе каскадирования) и определены их статистические веса (доли), которые соответственно составили $(27.4 \pm 0.5)\%$, $(32.0 \pm 0.6)\%$ и $(40.6 \pm 0.7)\%$.

4. На основе анализа нормированного инвариантного инклюзивного дифференциального сечения образования протонов для ^{16}O -взаимодействий при 3.25 А ГэВ/с, $p^{12}\text{C}$ -соударений при 9.9 ГэВ/с, $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с и $p^{20}\text{Ne}$ -соударений при 300 ГэВ/с сделан вывод о том, что механизм образования быстрых протонов, особенно летящих вперед, имеет универсальный характер, выражающийся в независимости его от первичной энергии, сорта налетающей частицы и типа фрагментирующего ядра.

ГЛАВА III. ОБРАЗОВАНИЕ ДЕЙТРОНОВ, ЯДЕР ТРИТИЯ И ГЕЛИЯ-3 В ^{16}O -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГэВ/с

Как мы уже отмечали в Главе II, малонуклонные ядра с $A \leq 3$, могут образоваться на всех стадиях адрон-ядерного соударения при высоких энергиях (см. напр., работы [1. С. 153–267; С. 597–645; 2. С. 91–106; 3. С. 1285–1335; 105. С. 295–347]). На первой (быстрой) неравновесной стадии по ходу развития внутриядерного каскада после первичного акта легкие фрагменты (нуклоны или нуклонные ассоциации в виде ядер ^2H , ^3H , ^3He) в принципе могут быть выбиты из ядра. На этой и последующей неравновесной стадии до установления равновесного состояния остаточного ядра легкие фрагменты могут формироваться так же и в результате реакций подхвата и слияния быстрых нуклонов и малонуклонных ассоциаций. И, наконец, возбужденное остаточное компаунд-ядро может являться источником легких фрагментов – в результате деления или “испарения”, когда энергия возбуждения на нуклон будет составлять $E_{\text{в}} \approx 5$ МэВ. При этом испарительный механизм более характерен особенно для остаточных тяжелых ядер.

Для легких ядер, таких как в нашем случае ядро кислорода, даже при небольших энергиях возбуждения ее значение может оказаться сравнимым с энергией связи в ядре, создавая условия для эмиссии не только нуклонов, но и легких фрагментов с $A \leq 3$. В этом случае основным механизмом фрагментации может являться мультифрагментация – взрывной распад статистической равновесной системы – фермиевский развал. К сожалению, мировые экспериментальные данные по эксклюзивному выходу легких фрагментов весьма ограничены. Большая их часть касается сечений их образования и получена в электронных экспериментах, для которых характерна регистрация продуктов реакций в фиксированных телесных углах и существуют определенные трудности в получении общей картины

взаимодействия в условиях 4π-геометрии. Кроме того, большая часть данных по сечениям и множественностям легких ядер ($A \leq 3$) получена во взаимодействиях широкого спектра релятивистских ядер, в которых существенны коллективные степени свободы, а также явления передачи массы от ядра к ядру. В импульсных измерениях рассмотрен не весь импульсный интервал их образования. Это, в свою очередь, существенно сужает круг полезной информации о динамике формирования легких частиц. В связи с этим представляет большой интерес получение новых экспериментальных данных по образованию легких фрагментов с $A=2$ и 3 в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при высоких энергиях (в условиях 4π-геометрии) с охватом практически всего импульсного интервала их образования, чему и посвящена данная глава.

Нами впервые в условиях 4π-геометрии получены экспериментальные данные по рождению дейтронов [106. С. 27–30; 107. С. 87–90; 108. С. 5–9; 109. С. 108–109] в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при высоких энергиях и исследованы корреляции образования этих ядер с выходом других типов вторичных ядер-фрагментов и заряженных частиц. Для полноты изложения физической картины и обобщения результатов по образованию легких фрагментов с массовыми числами $A = 2-3$ мы приводим также наши прежние результаты по образованию ядер трития и гелия-3 в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с, полученные совместно с Усаровым А.А. [110. С. 451–456; 111. С. 85–90]. Подчеркнем, что последние данные автором не включены в графу «новизна полученных результатов в диссертационной работе».

3.1. Сечения и множественности малонуклонных фрагментов в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с

Выделение малонуклонных фрагментов с $A \leq 3$ из совокупного ансамбля вторичных одно- и двухзарядных фрагментов осуществлялось на основе

импульсных измерений и использовании той особенности эксперимента, что на каждый нуклон ядра в среднем приходится импульс около 3.25 ГэВ/с. Для надежной идентификации фрагментов по массе нами рассматривались фрагменты с измеренной длиной треков $L > 35$ см. При таком ограничении по длине треков средняя относительная погрешность в определении импульсов всех фрагментов не превышает 3.4%.

Для окончательной идентификации фрагментов по массе, как было указано в главе I, были введены следующие интервалы импульса: однозарядные фрагменты с $p = 4.75 - 7.75$ ГэВ/с относились к ${}^2\text{H}$ и с $p > 7.75$ ГэВ/с – к ${}^3\text{H}$; двухзарядные фрагменты с $p < 10.8$ ГэВ/с относились к ${}^3\text{He}$, а с $p > 10.8$ ГэВ/с – к ${}^4\text{He}$. При такой идентификации фрагментов (с $L > 35$ см) примесь из близких по массе изотопов не превышает 4–5%. Положительные однозарядные релятивистские частицы с импульсами $1.75 < p < 4.75$ ГэВ/с были отнесены к протонам. При таком отборе протонов примесью π^+ -мезонов можно пренебречь. Для многозарядных фрагментов с зарядами $z_f \geq 3$ ограничение на длину их треков не вводилось, так как для таких фрагментов не производилась идентификация по массе. При определении средних множественностей одно- и двухзарядных фрагментов были учтены потери этих фрагментов на расстоянии $L \leq 35$ см за счет взаимодействия их с рабочей жидкостью (водородом) камеры. Другие методические особенности эксперимента приведены в I главе.

Полученные экспериментальные результаты сравнены с предсказаниями КФИМ [9. С. 1–15; 10. С. 649–674; 11. С. 1–23]. В рамках КФИМ для взаимодействий легких ядер с нуклонами основным механизмом образования фрагментов (за исключением нуклонов) является развал возбужденного термализованного остаточного ядра после завершения внутриядерного каскада. Для легких ядер, таких как ${}^{16}\text{O}$, испарительным механизмом образования фрагментов в модели пренебрегается, включая даже нуклоны.

В табл. 3.1 приведены экспериментальные и расчетные по КФИМ средние множественности и инклюзивные сечения образования легких фрагментов с $A \leq 3$.

Как видно из табл. 3.1 средняя множественность (инклюзивные сечения) дейтронов в эксперименте в 1.33 раза превышает расчетную среднюю множественность (инклюзивные сечения) по КФИМ.

Таблица 3.1

Средние множественности $\langle n_f \rangle$ и инклюзивные сечения σ_{in} (мбн) выхода легких фрагментов ^1H , ^2H , ^3H и ^3He в эксперименте и КФИМ

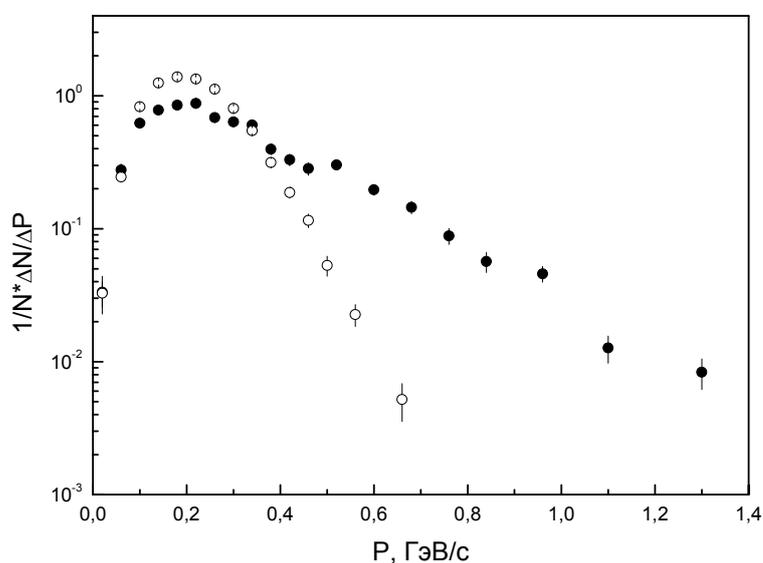
Тип фрагмента	^1H	^2H	^3H	^3He
$\langle n_f \rangle$ (экспер.)	1.78 ± 0.02	0.331 ± 0.007	0.141 ± 0.005	0.142 ± 0.005
$\langle n_f \rangle$ (КФИМ)	1.75 ± 0.01	0.249 ± 0.003	0.108 ± 0.001	0.152 ± 0.002
σ_{in} (экспер)	594.5 ± 5.5	110.6 ± 2.3	45.0 ± 1.6	45.4 ± 1.6
σ_{in} (КФИМ)	584.5 ± 2.2	83.2 ± 1.2	34.5 ± 0.7	48.6 ± 0.8

Из табл. 3.1 видно, что в хорошем согласии с экспериментом находятся предсказания КФИМ для ядер ^1H и ^3He . Инклюзивное сечение образования дейтронов в эксперименте составляет около 19% сечения рождения протонов и в ≈ 2.4 раза превышает сечения образования зеркальных ядер ^3H и ^3He . Попутно отметим ту замечательную особенность, что экспериментальные данные для зеркальных ядер ^3H и ^3He в пределах статистических погрешностей очень хорошо совпадают и подтверждают прежние результаты, полученные при сравнительно меньшей (4737 событий) статистике [8. С. 3–36]. Большое различие с предсказаниями КФИМ и экспериментом наблюдается также при образовании ядра ^3H . Также видно, что в модели протоноизбыточный изотоп ^3He в 1.42 раза чаще рождается, чем нейтроноизбыточное ядро ^3H .

Таким образом, тех механизмов образования малонуклонных фрагментов, которые заложены в аксиоматику КФИМ, явно недостаточно для количественного описания совокупности экспериментальных данных по образованию ядер с массовыми числами $A \leq 3$.

3.2. Импульсные спектры дейтронов

На рис.3.1 показано нормированное на полное число событий распределение дейтронов по полному импульсу в системе покоя ядра кислорода – антилабораторной системе координат (ал.с.к.). Там же приведен аналогичный спектр, полученный для КФИМ с нормировкой расчетного значения средней множественности дейтронов на их экспериментальную среднюю множественность. Эксперимент указывает на неожиданно обильное образование быстрых дейтронов во взаимодействиях ядер кислорода с протонами.



Обозначения: ● – эксперимент, ○ – КФИМ

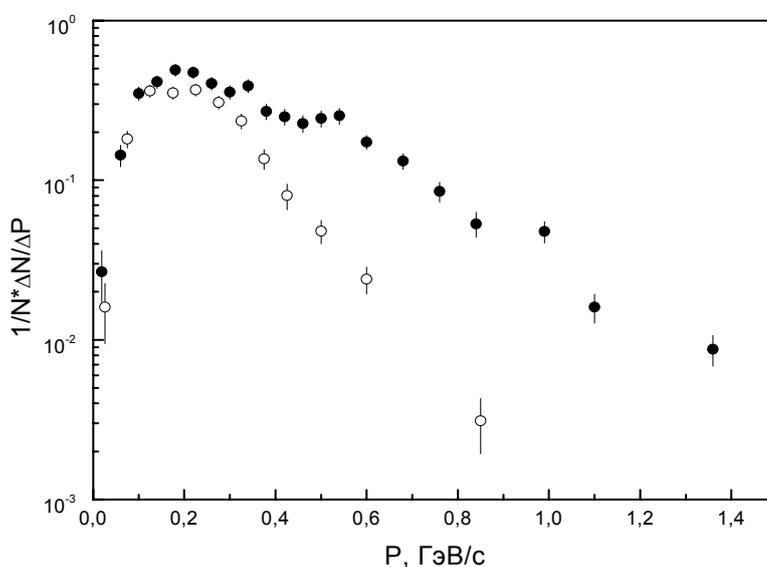
Рис. 3.1. Распределение дейтронов по полному импульсу в системе покоя ядра кислорода

Среднее значение полного импульса дейтронов по экспериментальному спектру оказалось равным $\langle p \rangle = 0.341 \pm 0.005$ ГэВ/с, в то время как по КФИМ $\langle p \rangle = 0.223 \pm 0.002$ ГэВ/с, что в ≈ 1.53 раза меньше, чем в эксперименте. То обстоятельство, что импульс дейтронов существенно превосходит импульс Ферми, указывает на то, что значительная часть дейтронов образуется не в равновесной фазе, а на более ранней стадии (возможно на самой первой) фрагментации ядра кислорода. Резкое различие средних значений импульсов указывает на недооценку в КФИМ жестких процессов (с большими передачами импульса) взаимодействия первичных протонов с нуклонами ядра, в результате которых могут появиться быстрые дейтроны.

Таким образом, в модели КФИМ явно недооценены или неучтены механизмы образования быстрых дейтронов. Перейдем к анализу формы импульсных спектров. Как видно из рис.3.1, расчетный спектр по p во всей области изменения импульса – гладкий (с максимумом при $p \approx 0.20$ ГэВ/с и быстрым спадом до $p \approx 0.7$ ГэВ/с). Экспериментальный спектр по p монотонно растет до максимума (при $p \approx 0.22$ ГэВ/с), далее в области $p = 0.40$ – 0.55 ГэВ/с он имеет заметную нерегулярность («плечо»), затем начиная с $p \approx 0.6$ ГэВ/с падает, приблизительно экспоненциально, покрывая импульсный интервал вплоть до $p \approx 1.4$ ГэВ/с.

Из сравнения этих двух спектров можно заключить, что КФИМ переоценивает рождение дейтронов в области $0.10 < p < 0.35$ ГэВ/с, а в области $p > 0.4$ ГэВ/с – недооценивает. Такое расхождение, как было указано нами при исследовании структурных функций легких фрагментов по кинетической энергии [55. С. 285–296] связано с неучетом в модели вклада механизма слияния быстрых каскадных нуклонов. Для выяснения причины возникновения нерегулярности в импульсном спектре дейтронов в области $p = 0.40 \div 0.55$ ГэВ/с рассмотрим импульсные распределения дейтронов,

летающих в переднюю и заднюю полусферы в системе покоя ядра кислорода по отдельности (рис.3.2).



Обозначения: кружки ● – для дейтронов, летящих в переднюю полусферу; ○ – для дейтронов, летящих в заднюю полусферу

Рис. 3.2. Распределение дейтронов по полному импульсу в системе покоя ядра кислорода

Видно, что импульсный спектр дейтронов, летящих назад, не имеет каких-либо особенностей, демонстрируя одно модальный характер. Импульсный спектр дейтронов, вылетающих в переднюю полусферу, довольно жесткий, и отмеченная выше нерегулярность в импульсном спектре всех дейтронов в интервале $p=0.40\div 0.55$ ГэВ/с выражена четко. Видно как бы наложение двух-трех механизмов, имеющих разные средние значения импульсов.

Возможно, что такой эффект связан с существенным различием механизмов образования дейтронов, летящих в переднюю и заднюю полусферы. В образовании дейтронов, летящих назад, основной вклад дают испарительный механизм и механизм ферми-развала. В процесс рождения

дейтронов, летящих вперед, наряду с вышеуказанными механизмами, дают вклады механизм слияния каскадных нуклонов, распады относительно быстрых возбужденных легких фрагментов, а также прямое выбивание дейтронов из ядра кислорода, которые и могут являться причинами жесткости и возникновения нерегулярности в их импульсном спектре.

На рис.3.3 показано экспериментальное распределение дейтронов по поперечному импульсу (p_{\perp}). Там же приведен и расчетный p_{\perp} -спектр дейтронов по КФИМ. Среднее значение поперечного импульса дейтронов по экспериментальному спектру оказалось равным $\langle p_{\perp} \rangle = 0.252 \pm 0.005$ ГэВ/с, в то время как по КФИМ оно равно $\langle p_{\perp} \rangle = 0.173 \pm 0.002$ ГэВ/с, что в ≈ 1.46 раза меньше, чем в эксперименте.

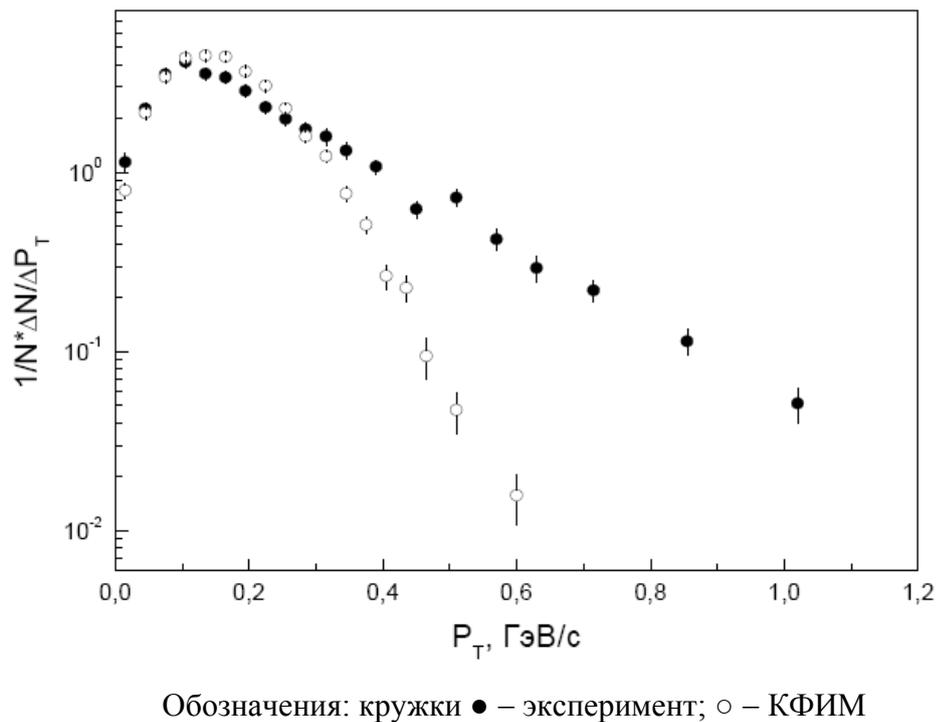


Рис. 3.3. Распределение дейтронов по поперечному импульсу

Видно, что и экспериментальный (за исключением точки при $p_{\perp} \approx 0.52$ ГэВ/с), и расчетный p_{\perp} -спектры довольно гладкие. Экспериментальный p_{\perp} -спектр покрывает импульсный диапазон вплоть до $p_{\perp} \leq 1.1$ ГэВ/с, в то время как расчетный – обрывается при $p_{\perp} \leq 0.65$ ГэВ/с. Начиная с $p_{\perp} \geq 0.22$ ГэВ/с

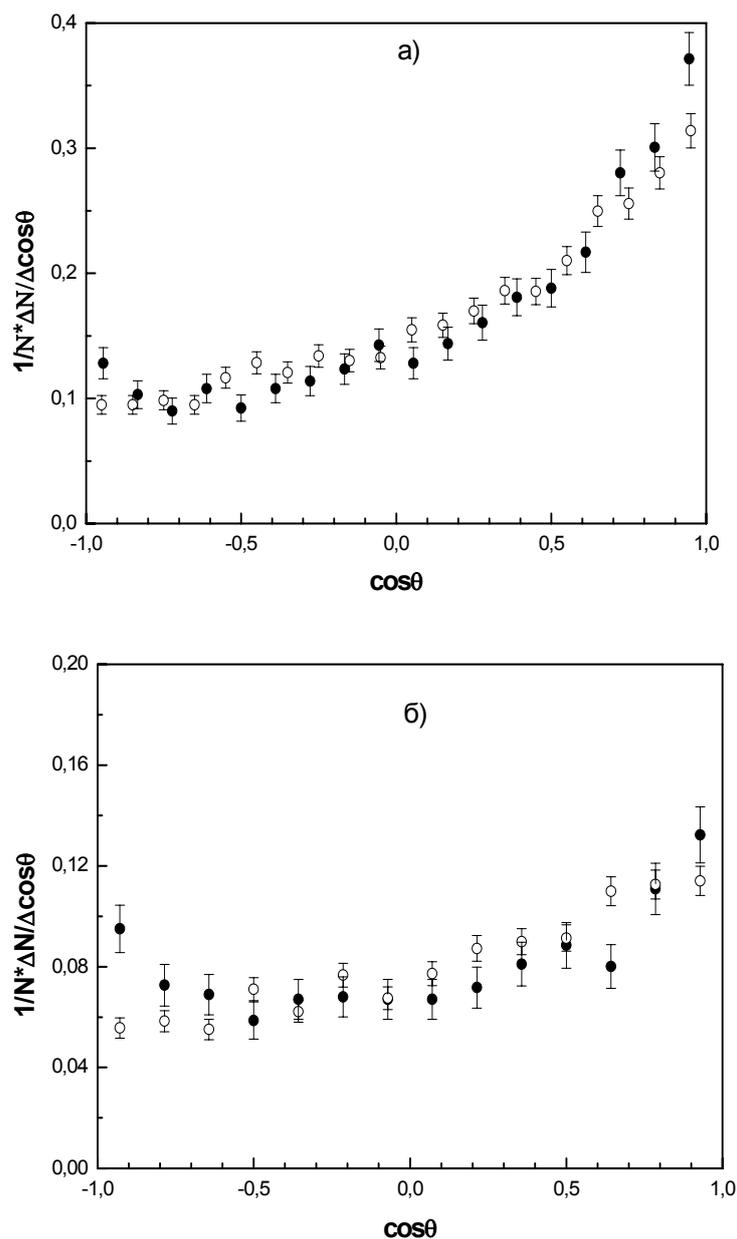
экспериментальный p_{\perp} -спектр имеет приблизительно экспоненциальный характер, а в расчетном p_{\perp} -спектре такой режим наступает в области $p_{\perp} \geq 0.35$ ГэВ/с. Значение параметра наклона расчетного p_{\perp} -спектра в несколько раз больше, чем значение экспериментального спектра.

Таким образом, из сравнения этих двух спектров можно заключить, что КФИМ неудовлетворительно описывает эксперимент. В частности, отсутствие больших значений поперечных импульсов указывает на серьезную недооценку внутриядерного каскадирования и процессов коалесценции нуклонов, в результате которых появляются частицы с повышенными значениями углов и поперечных импульсов.

3.3. Угловые распределения дейтронов

Хотя анализ угловых спектров дает существенно меньшую информацию о процессе формирования дейтронов при мультифрагментации релятивистских ядер, чем импульсные, он может дать дополнительные сведения о механизме их образования и о возможном влиянии углового момента фрагментирующего ядра. Мы рассмотрели инклюзивные угловые распределения дейтронов, а также спектры, соответствующие отбору медленных дейтронов по кинетической энергии.

На рис.3.4 показаны распределения по косинусу угла вылета для всех (а) и медленных (б) (с кинетической энергией $E_k < 20$ МэВ) дейтронов в системе покоя ядра кислорода. Там же приведены и расчетные данные по КФИМ. Расчетные данные приведены после нормировки их на экспериментальные числа дейтронов. Как видно из рис. 3.4 (а), изотропия вылета дейтронов отсутствует: и экспериментальный и расчетный спектры – не симметричны и дейтроны имеют тенденцию вылета в переднюю полусферу с максимумом спектра при $\cos(\vartheta) > 0.9$, т.е. угловые распределения имеют некоторую асимметрию «вперед».



Точки: ● – эксперимент; ○ – КФИМ

Рис.3.4. Распределения для всех (а) и медленных дейтронов (б) по косинусу их угла вылета в ал.с.к.

Средние значения спектров оказались равными 0.232 ± 0.012 и 0.211 ± 0.008 , соответственно в эксперименте и модели. Близость этих значений не позволяет дискриминировать модельный подход. Можно лишь говорить о качественном согласии расчетных данных с экспериментом.

Средние значения распределений по косинусу угла вылета для медленных дейтронов (рис.3.4б) в эксперименте и КФИМ оказались соответственно равными 0.082 ± 0.017 и 0.137 ± 0.009 .

Из рис. 3.4б видно, что в экспериментальном угловом спектре для медленных дейтронов сильной асимметрии вперед не наблюдается и нельзя также говорить об изотропии: спектр имеет приблизительно симметричную форму. На краях экспериментального спектра ($|\cos(\vartheta)| > 0.8$) наблюдается некоторое увеличение выхода медленных дейтронов, что, по-видимому, указывает на наличие небольшого углового момента у фрагментирующего ядра.

В расчетных данных асимметрия вперед сохраняется, и нет никакого роста спектра при $\cos(\vartheta) < -0.8$, что связано с неучетом в КФИМ приобретаемого углового момента фрагментирующим ядром.

3.4. Корреляции множественностей различных типов легких фрагментов

Для выяснения полной картины образования дейтронов интересно изучить коллективные явления (корреляции) в этих процессах. Простейшим способом такого исследования является изучение множественностей частиц других типов, сопутствующих образованию дейтронов.

Рассмотрим ассоциативные множественности вторичных фрагментов в зависимости от наличия или отсутствия дейтрона в событии. В табл. 3.2 представлены средние множественности легких фрагментов (^1H , ^3H , ^3He и ^4He) в событиях с дейтроном и без дейтрона. Там же приведены и расчетные данные по КФИМ.

Таблица 3.2

**Средние множественности легких фрагментов в событиях с
образованием дейтрона ($n_d \geq 1$) и без дейтрона ($n_d = 0$)**

		Тип фрагмента			
		^1H	^3H	^3He	^4He
$n_d = 0$	Экспер.	1.28 ± 0.02	0.087 ± 0.004	0.088 ± 0.004	0.476 ± 0.011
	КФИМ	1.52 ± 0.01	0.096 ± 0.002	0.137 ± 0.003	0.359 ± 0.005
$n_d \geq 1$	Экспер.	2.24 ± 0.04	0.232 ± 0.011	0.253 ± 0.012	0.806 ± 0.020
	КФИМ	2.64 ± 0.03	0.156 ± 0.006	0.211 ± 0.007	0.356 ± 0.010

Как видно из табл. 3.2 средние множественности легких фрагментов коррелированы с наличием в событии дейтрона. В событиях с образованием дейтрона множественности всех рассматриваемых легких фрагментов больше, чем при его отсутствии. Этот факт свидетельствует о том, что образование дейтронов в основном происходит в процессах с сильным разрушением исходного ядра и фрагментацией его на легкие малонуклонные фрагменты. Процесс выглядит так, как будто бы происходит взаимодействие протона с α -кластером ядра кислорода, который затем распадается на два дейтрона или одно из зеркальных ядер (^3H или ^3He) и соответствующий нуклон. Во втором случае дейтрон формируется за счет подхвата недостающего нуклона. В пользу такой картины свидетельствует также тот факт, что в событиях с образованием дейтрона почти в 2 раза чаще появляются ядра ^4He , а также данные табл.3.3.

Сравнение с КФИМ показывает, что на эксперименте средние множественности фрагментов ^1H и ^4He в событиях с рождением дейтрона в ≈ 1.75 раза больше, чем в событиях без дейтрона. Для зеркальных ядер ^3H , ^3He это различие превышает 2.7 раза. Следует заметить, что средние множественности этих ядер в пределах статистических погрешностей, независимо от рождения дейтрона в событии, совпадают между собой.

Таблица 3.3

**Средние множественности фрагментов в событиях
с дейтроном и без дейтрона**

n_d	Заряд фрагмента						
	1	2	3	4	5	6	7
0	1.37±0.03	0.56±0.01	0.063±0.003	0.035±0.002	0.076±0.003	0.216±0.005	0.247±0.006
≥1	2.47±0.04	1.06±0.02	0.12±0.01	0.054±0.005	0.067±0.006	0.126±0.008	0.022±0.003

В КФИМ положительные корреляции между средними множественностями фрагментов и наличием дейтрона в событии наблюдаются только для фрагментов с массовым числом $A \leq 3$, тогда как для ядра ${}^4\text{He}$ в пределах статистических погрешностей корреляции отсутствуют. Отметим также, что в модели, в отличие от эксперимента, совпадения средних множественностей для зеркальных ядер не наблюдается; средняя множественность ядра ${}^3\text{He}$ в ≈ 1.4 раза больше, чем средняя множественность изотопа ${}^3\text{H}$. КФИМ независимо от наличия дейтрона в событии переоценивает рождение протонов и недооценивает образование ядер ${}^4\text{He}$, что, по-видимому, связано с неучетом в модели α -кластерной структуры ядра ${}^{16}\text{O}$. Сильное различие с предсказанием КФИМ и экспериментом наблюдалось ранее также и в выходах изотопов ядра углерода [8. С. 3–36].

В табл. 3.3 представлены средние множественности фрагментов с зарядами $1 \leq z_f < 7$, не разделенных по массе, в зависимости от наличия дейтрона в событии. Заметим, что средняя множественность однозарядных фрагментов представлена без учета множественности дейтронов (как триггерной частицы). Здесь так же, как и в табл. 3.2, наблюдаются корреляции между средними множественностями фрагментов и наличием дейтрона в событии: для фрагментов с $z_f \leq 4$ наблюдаются положительные корреляции, а для фрагментов с $5 \leq z_f \leq 7$ – отрицательные, что, по-видимому,

обусловлено сохранением барионного заряда и проявлением упомянутой выше модели α -кластерной структуры ядра ^{16}O .

В табл. 3.4 представлены средние множественности легких фрагментов (^1H , ^3H , ^3He и ^4He) в зависимости от угла вылета дейтрона в системе покоя ядра кислорода.

Данные табл. 3.4 показывают, что в пределах статических погрешностей средние множественности рассматриваемых фрагментов не зависят от угла вылета дейтрона. Это означает (если учесть существенное различие механизмов образования “дейтронов-назад” и “дейтронов-вперед”), что формирование сопутствующих легких фрагментов не связано с тем, каким образом рождаются эти дейтроны. Вероятнее всего формирование дейтронов происходит периферическим образом при параметрах удара существенно меньших размера ядра кислорода.

Таблица 3.4

Средние множественности легких фрагментов в событиях с вылетом дейтрона назад и вперед в системе покоя ядра кислорода

ϑ_d	Тип фрагмента			
	^1H	^3H	^3He	^4He
$\leq 90^\circ$	2.31 ± 0.04	0.215 ± 0.011	0.235 ± 0.012	0.746 ± 0.021
$> 90^\circ$	2.35 ± 0.05	0.242 ± 0.019	0.251 ± 0.019	0.753 ± 0.029

Рассмотрим зависимости средней множественности и средних кинематических характеристик дейтронов от наличия в событии заряженного пиона. Чтобы избежать влияния заряда протона-мишени на изучаемые корреляции, рассмотрим пионы от снаряда, т.е. будем иметь дело с быстрыми ($p > 0.5$ ГэВ/с) π^+ - и π^- -мезонами, образованными в основном в результате неупругой перезарядки одного или нескольких нуклонов ядра кислорода в процессе внутриядерного каскадирования ($p(n) \rightarrow n(p) + \pi^+(\pi^-)$).

В табл. 3.5 представлены средняя множественность и средние значения полного и поперечного импульсов дейтрона в зависимости от наличия в событии быстрого π^+ - или π^- -мезона. Из табл. 3.5 видно, что средняя множественность дейтронов в событиях с рождением заряженных пионов в ≈ 1.45 раза больше, чем в событиях без их образования. Корреляции образования дейтронов с рождением пионов могут свидетельствовать о существенном вкладе изобарной фазы нуклонов в процессе формирования дейтронов. Видно также, что средняя множественность и средние импульсные характеристики дейтрона в пределах статистических погрешностей не зависят от знака заряда быстрого пиона.

Таблица 3.5

Средняя множественность и средние значения полного и поперечного импульсов дейтрона в системе покоя ядра кислорода в зависимости от наличия в событии заряженного пиона

Величина	Наличие заряженного пиона в событии			
	$n_{\pi^+} = 0$	$n_{\pi^+} \geq 1$	$n_{\pi^-} = 0$	$n_{\pi^-} \geq 1$
$\langle n \rangle$	0.287 ± 0.008	0.412 ± 0.018	0.292 ± 0.007	0.441 ± 0.023
$\langle p \rangle$, МэВ/c	343 ± 6	345 ± 9	340 ± 5	358 ± 11
$\langle p_{\perp} \rangle$, МэВ/c	252 ± 5	253 ± 8	250 ± 5	263 ± 9

3.5. Сравнительный анализ экспериментальных данных по образованию малонуклонных фрагментов с предсказаниями КФИМ

Здесь мы остановимся на более детальном сопоставлении эксперимента и предсказаний КФИМ, вытекающих из анализа структурных функций. В работе [55. С. 285–296] выполнен расчет инвариантных дифференциальных сечений образования легких ядер ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$

$$f(T) = E d^3 \sigma / dp^3 \quad (3.1)$$

в зависимости от кинетической энергии T и сопоставлен с расчетами по каскадно-фрагментационной испарительной модели [9. С. 1–15; 10. С. 649–674; 11. С. 1–23]. В использованном в [55. С. 285–296] варианте модели [9. С. 1–15; 10. С. 649–674; 11. С. 1–23] основным механизмом образования фрагментов является фермиевский развал, а также в ней учтено образование и распад нестабильных ядер ${}^5\text{Li}$, ${}^5\text{He}$, ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$.

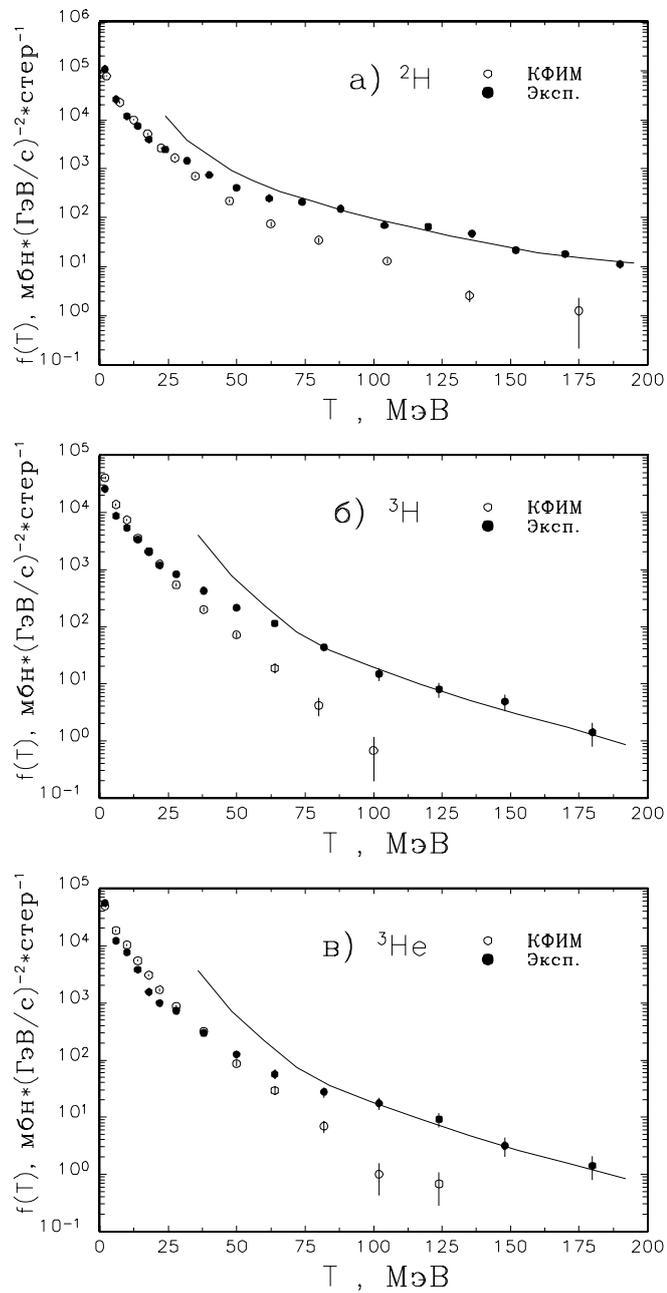
Распределения соответствующих инвариантных структурных функций $f(T)$ приведены на рис.3.5 (а, б, в). Видно, что при $T \leq 10$ МэВ по сравнению с данными для протонов (рис.2.5) эти распределения являются более пологими. В тоже время для “быстрых” фрагментов ($T > 25$ МэВ) так же наблюдается переход к экспоненциальной форме. При этом расчеты по модели ферми-развала неплохо согласуются с экспериментом до $T \approx 25$ МэВ, но далее с ростом кинетической энергии усиливается расхождение с экспериментом, т.е. вероятность образования энергичных легких фрагментов по механизму ферми-развала с ростом их энергии уменьшается существенно быстрее, чем в эксперименте. Наиболее подходящим процессом, приводящим к образованию таких фрагментов, может являться слияние каскадных нуклонов с малыми относительными импульсами.

Сечение образования фрагментов с массовым числом A в рамках моделей слияния [112. С. 836–852; 113. С. 2125–2129] выражается через сечение выхода протонов как:

$$E_A d^3 \sigma_A / dp_A^3 = C_A (E_p d^3 \sigma_p / dp_p^3)^A, \quad (3.2)$$

в пренебрежении различием импульсных спектров протонов и нейтронов. Здесь $p_A = A p_p$, C_A – коэффициент слияния, который слабо зависит от массы

мишени и не зависит от энергии снаряда и угла вылета фрагмента [113. С. 2125–2129].



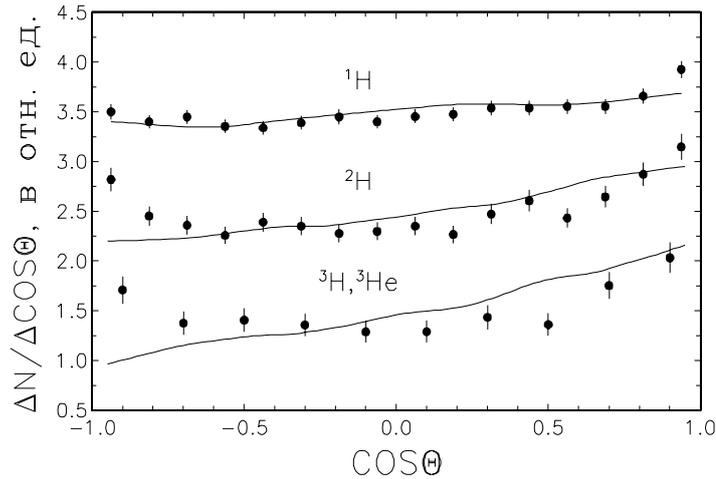
Сплошные линии – расчеты по экспериментальному спектру протонов по формуле (3.2)

Рис.3.5. Распределения инвариантных дифференциальных сечений малонуклонных фрагментов как функции кинетической энергии T

На рис.3.5 (а, б, в) сплошные линии соответствуют вычисленным по формуле (3.2) из экспериментального спектра протонов и полученные подбором коэффициента C_A аппроксимацией в области $T \geq 75$ МэВ. Видно, что в этой области спектры легких фрагментов довольно хорошо согласуются с предсказанием моделей слияния.

Из сравнения спектров фрагментов с предсказаниями двух различных моделей – КФИМ и слияния можно сделать заключение, что в hA -взаимодействиях имеется, по крайней мере, два источника формирования легких ядер. Один из них остаточное термализованное возбужденное ядро, распадающееся по механизму ферми-развала. Фрагменты этого источника составляют основную часть сечения общего выхода. Другим источником, испускающим быстрые фрагменты, является область ядра, охваченная внутриядерным каскадом вдоль направления снаряда, за счет слияния продуктов которого образуются малонуклонных фрагментов – ^2H , ^3H и ^3He . Нельзя исключить образования медленных фрагментов также и от распада остаточного ядра, когда энергия его возбуждения мала, но достаточна для испускания им малонуклонного ядра.

Угловые распределения “медленных” фрагментов ($T < 10$ МэВ на нуклон), которые приведены на рис.3.6, в целом не изотропны и имеют небольшую асимметрию вперед. Там же показаны и расчеты по КФИМ (сплошные линии) перенормированные на экспериментальные множественности. Видно, что модель неплохо воспроизводит угловые распределения только для протонов. Наиболее интересным в характере поведения угловых зависимостей является то, что для двух- и трехнуклонных фрагментов явно проявляются эффекты, указывающие на наличие углового момента у фрагментирующего ядра остатка; имеется тенденция к росту их сечения при минимальных и максимальных углах вылета.



Сплошные линии – расчеты по КФМ

Рис. 3.6. Угловые распределения “медленных” фрагментов ($T \leq 10$ МэВ на нуклон) с $A \leq 3$ в ал.с.к.

3.6. Образование зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ в ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при $3.25 A$ ГэВ/с

В работе [8] было установлено, что в ${}^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при $3.25 A$ ГэВ/с инклюзивные сечения образования зеркальных ядер с массовыми числами $A = 3$ (${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$) и 7 (${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$) совпадают в пределах статистических погрешностей. Недавно в работе [114. С. 174–176;] нами впервые при исследовании процессов фрагментации ядер кислорода во взаимодействиях с протонами при $3.25 A$ ГэВ/с была установлена интересная закономерность, выражающаяся в совпадении в пределах статистических погрешностей сечений образования зеркальных ядер с массовыми числами, отличающимися на $\Delta A = \pm 1$ от основного массового числа, определяемого как $A = 2Z$, где Z – число протонов. Отметим также, что в пределах статистических погрешностей наблюдалось совпадение сечений выходов нестабильного изотопа ${}^9\text{B}$ и зеркального ему стабильного изотопа ${}^9\text{Be}$. Примечательно, что наблюдаемая закономерность распространялась также на зеркальные ядра

(^{15}N , ^{15}O), образовавшиеся в результате потери одного нуклона исходного ядра ^{16}O в периферических соударениях с протоном-мишенью.

В настоящем разделе мы приводим результаты сравнительного анализа импульсных и угловых спектров зеркальных ядер ^3H и ^3He . Для выяснения вклада процессов образования быстрых зеркальных ядер при квазиупругом или неупругом выбивании протоном-мишенью одного нуклона α -кластера данные нашего эксперимента сопоставляются с данными по ^4He -соударениям при импульсе 3.375 А ГэВ/с.

3.6.1. Импульсные спектры ядер трития и гелия-3

На рис.3.7 приведены импульсные спектры ядер трития и ^3He в антилабораторной системе координат (ал.с.к.), т.е. в системе покоя ядра кислорода. В нашем эксперименте лабораторные импульсные интервалы разделения этих ядер различаются: к ядрам трития относятся однозарядные положительные частицы с импульсами $p \geq 7.75$ ГэВ/с, при этом примесью ядер дейтрона можно пренебречь и потери ядер трития с импульсами $p < 7.75$ ГэВ/с не превышают 3%, а к ядрам ^3He относятся двухзарядные фрагменты с импульсами $p \leq 10.8$ ГэВ/с, из которых также теряются 3% с импульсами $p > 10.8$ ГэВ/с, и примесью ядер ^4He при этом можно пренебречь.

Для сравнения импульсных и угловых спектров рассматривались только те зеркальные ядра, значения импульсов которых лежат в интервале $7.75 \leq p \leq 10.8$ ГэВ/с. В связи с тем, что ошибка измерения кинематических характеристик (импульсов и углов) трития в среднем в 1.7 раза больше, чем ядер ^3He , импульсный и угловой спектры последних были “размазаны” по закону Гаусса с учетом разницы в ошибках измерений импульса и угла этих ядер. Процедура “размазывания” основана на следующем. Можно предположить, что, например, дисперсия экспериментального импульсного спектра состоит из суммы дисперсии истинного импульсного распределения

и дисперсии погрешности определения величины импульса, т.е. $\sigma^2(p)_{\text{экс}} = \sigma^2(p)_{\text{ист}} + \sigma^2(\Delta p)$. Используя это выражение для импульсного спектра ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, а также предполагая, что дисперсии истинных спектров одинаковы для этих ядер, получаем следующее соотношение: $\sigma^2(p({}^3\text{H}))_{\text{экс}} - \sigma^2(p({}^3\text{He}))_{\text{экс}} = \sigma^2(\Delta p({}^3\text{H})) - \sigma^2(\Delta p({}^3\text{He}))$. Действительно, используя количественные значения дисперсий, полученные на основе экспериментальных импульсных спектров и распределений погрешностей определения импульсов зеркальных ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ в ал.с., мы получили удовлетворительное согласие значений левой и правой частей приведенного выражения (0.0036 и 0.0037 (ГэВ/с)² соответственно). Полученное значение разности дисперсий ($\sigma^2 = 0.036$ (ГэВ/с)²) было использовано для “размазывания” импульсного спектра ядра ${}^3\text{He}$:

$$f(p_i)_{\text{разм}} = f(p_i)_{\text{экс}} + (b/\sqrt{2\pi}\sigma) \sum_{j \neq i}^n f(p_j)_{\text{экс}} \exp(-(p_i - p_j)^2/2\sigma^2).$$

Далее для сохранения исходной нормировки поправленный спектр нормировался на отношение $\sum_{i=1}^n f(p_i)_{\text{экс}} / \sum_{i=1}^n f(p_i)_{\text{разм}}$, где $f(p_i)_{\text{экс}}$ – экспериментальная плотность вероятности импульсного спектра в i -м интервале, $f(p_i)_{\text{разм}}$ – поправленный импульсный спектр, n – число экспериментальных точек в спектре, b – коэффициент, введенный для учета размерности σ численно равный 1 ГэВ/с. Аналогичная процедура была применена также для анализа угловых спектров и распределения по поперечным импульсам рассматриваемых зеркальных ядер.

Как видно из рис. 3.7, импульсные спектры ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ имеют характерную асимметричную форму одной моды без каких-либо нерегулярностей, а также значительные протяженные “хвосты”, не объяснимые с точки зрения каскадно-фрагментационной испарительной модели (КФИМ) [9. С. 1–15; 10. С. 649–674; 11. С. 1–23–11] и успешно интерпретируемые в работе [55. С. 285–296] в рамках модели коалесценции [112. С. 836–852]. Видно также, что

в пределах статистических погрешностей оба спектра совпадают друг с другом и средние значения импульсов ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ составляют 0.344 ± 0.009 и 0.332 ± 0.010 ГэВ/с соответственно. В частности, в работе [55. С. 285–296] было показано, что КФИМ [9. С. 1–15; 10. С. 649–674; 11. С. 1–23] удовлетворительно описывает структурные функции по кинетической энергии зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ в области небольших энергий $T \leq 25$ МэВ, но в то же время существенно недооценивает образование быстрых ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ – теоретические спектры прерываются в области энергий $T \leq 120$ МэВ, тогда как экспериментальные распределения достигают $T \approx 200$ МэВ. Также было установлено, что в области энергий $T > 70$ МэВ структурные функции этих зеркальных ядер хорошо описывает модель коалесценции [112. С. 836–852], предполагающая слияние каскадных нуклонов с близкими импульсами-векторами.

Однако удовлетворительное описание структурной функции зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ в области $T > 70$ МэВ с помощью модели коалесценции еще не означает, что все эти быстрые ядра сформировались исключительно за счет механизма слияния, поскольку в области $T > 70$ МэВ может появиться вклад от процессов выбивания протоном-мишенью одного нуклона α -кластера исходного ядра вследствие α -частичной структуры ядра кислорода. Для изучения влияния размеров ядра и его α -кластерной структуры на характеристики реакции мы сравнили импульсные спектры ядер ${}^3\text{H}$ в ${}^{16}\text{O}p$ - и ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с и 3.375 А ГэВ/с соответственно (рис. 3.8). Экспериментальный материал по ${}^4\text{He}p$ -соударениям, как и по ${}^{16}\text{O}p$ -взаимодействиям, получен с помощью 1-м ВПК ЛВЭ ОИЯИ, облученной релятивистскими ядрами ${}^4\text{He}$ на Дубненском синхрофазотроне, и включает более 31 000 полностью измеренных ${}^4\text{He}p$ -событий. Из рис. 3.7 видно, что импульсные спектры ядер трития существенно различаются для двух рассматриваемых типов соударений. Очевидно, что основным механизмом образования ядер ${}^3\text{H}$ в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях является неупругое или

квазиупругое выбивание протоном-мишенью одного из протонов ядра ${}^4\text{He}$, т.е. рождение ядер трития происходит главным образом в периферических ${}^4\text{He}$ -соударениях.

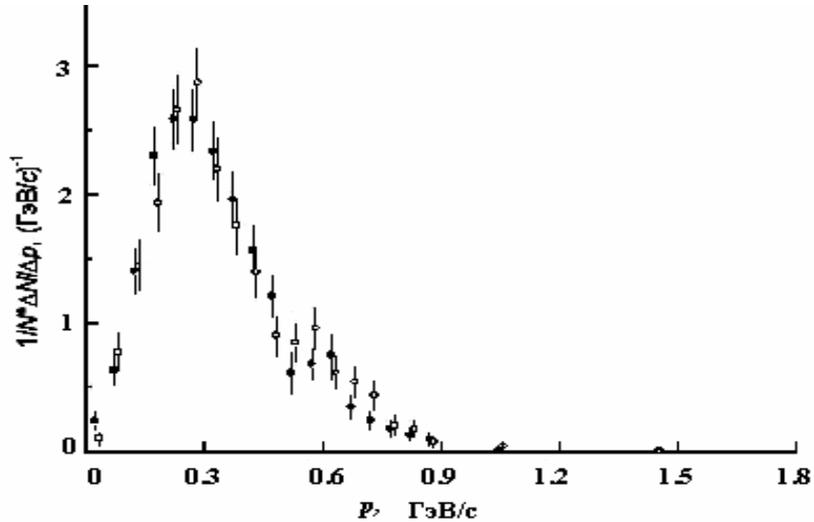


Рис. 3.7. Импульсные распределения ядер ${}^3\text{H}$ (\circ) и ${}^3\text{He}$ (\bullet) в ${}^{16}\text{Oр}$ -соударениях в ал.с.к.

Существенное уширение импульсного спектра ядер ${}^3\text{H}$ в ${}^{16}\text{Oр}$ -взаимодействиях по сравнению с ${}^4\text{He}$ -взаимодействиями обусловлено множеством каналов их образования, в частности, помимо указанного выше процесса, развалом возбужденных остаточных ядер, возникающих после первичного акта соударения, развитием внутриядерного каскадирования и дальнейшим слиянием (хотя и с небольшой вероятностью) каскадных нуклонов. Для определения вкладов от процессов образования ядер трития за счет слияния каскадных нуклонов и выбивания одного протона α -кластера исходного ядра мы установили доли ядер трития с $T > 70$ МэВ ($P > 627$ МэВ/с) в ${}^{16}\text{Oр}$ - и ${}^4\text{He}$ -соударениях, которые оказались равны - $(9.01 \pm 0.74)\%$ и $(0.61 \pm 0.04)\%$ соответственно. Поскольку в ${}^4\text{He}$ -соударениях слияния нуклонов быть не может, то разность между долями быстрых ядер трития ($T > 70$ МэВ) в ${}^{16}\text{Oр}$ - и ${}^4\text{He}$ -соударениях приходится на процесс слияния.

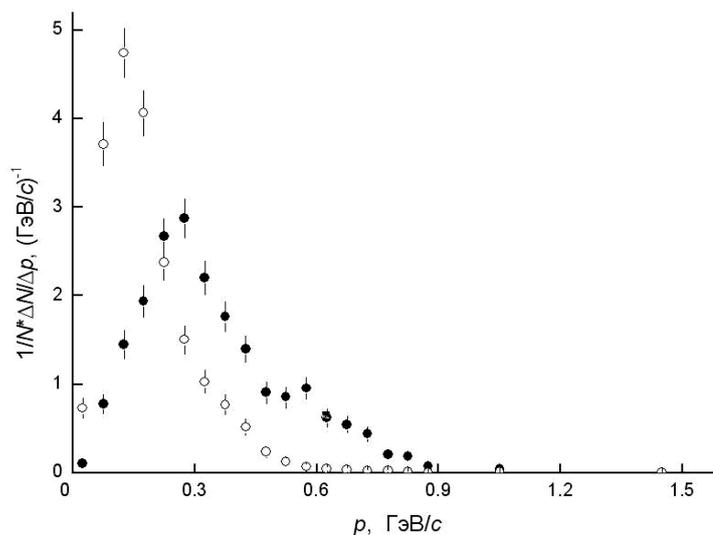


Рис. 3.8. Импульсные распределения ядер ^3H в ^{16}O (●)- и ^4He (○)-соударениях в ал.с.к.

Таким образом, вкладом в образование ядер трития с $T > 70$ МэВ за счет выбивания одного протона α -кластера исходного ядра, который составляет 1/15 от процесса выхода быстрых ядер трития в ^{16}O -соударениях, можно пренебречь и предположить, что основным механизмом образования быстрых зеркальных ядер с $T > 70$ МэВ в ^{16}O -соударениях является слияние каскадных нуклонов с близкими импульсами.

3.6.2. Угловые спектры ядер трития и гелия-3

На рис. 3.9 приведены угловые спектры ядер ^3H и ^3He в л.с.к. Видно, что угловые спектры зеркальных ядер ^3H и ^3He , так же как и импульсные, имеют одномодальную асимметричную форму, значительные протяженные “хвосты” без каких-либо нерегулярностей. Из рис. 3.9 также видно, что в пределах статистических погрешностей оба спектра совпадают друг с другом. В пределах статистических погрешностей совпадают и средние углы вылета этих ядер: $\langle \theta(^3\text{He}) \rangle = (1.39 \pm 0.05)^\circ$ и $\langle \theta(^3\text{H}) \rangle = (1.44 \pm 0.05)^\circ$. Из совпадений импульсных и угловых спектров вытекает и совпадение распределений этих ядер по поперечному импульсу (см. рис. 3.10).

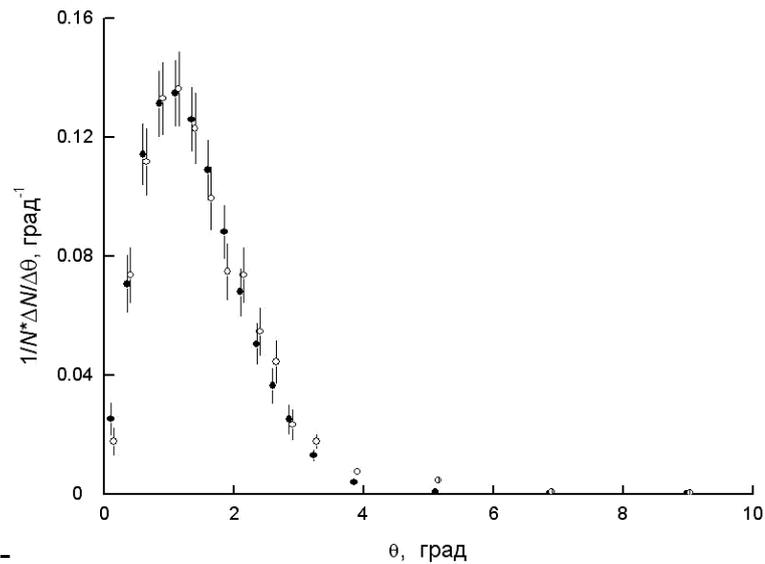


Рис.3.9. Распределения по углам вылета ядер ^3H (○) и ^3He (●) в $^{16}\text{O}p$ -соударениях в л.с.к.

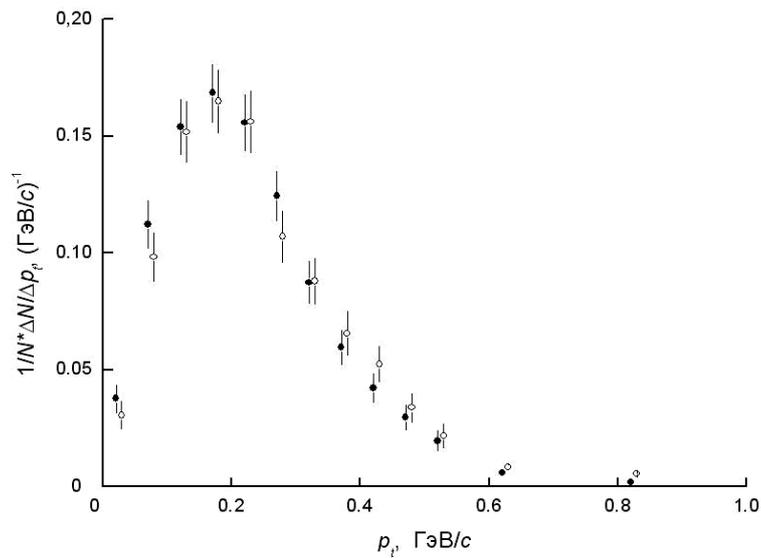


Рис.3.10. Распределения по поперечному импульсу ядер ^3H (○) и ^3He (●) в $^{16}\text{O}p$ -соударениях

Таким образом, с учетом этих результатов и данных работ [115. С. 1868–1870; 116. С. 12–15; 117. С. 23–27; 118. С. 27–31] можно заключить, что они формируются при очень близких физических условиях и при этом зарядообменные процессы между исходным ядром и протоном-мишенью не оказывают заметного влияния на их образование. Нами был выполнен

сравнительный анализ образования ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ на основе изучения множественностей сопутствующих частиц (протонов и заряженных пионов) и фрагментов первичного ядра. В табл. 3.6 приведены средние множественности различных типов частиц и фрагментов, ассоциированных с наличием в событии ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$. Из данных табл. 3.6 видно, что множественность протонов-фрагментов в событиях с образованием ядер ${}^3\text{H}$ на $\sim 12\%$ больше, чем в событиях с образованием ядер ${}^3\text{He}$.

Таблица 3.6

Средние множественности фрагментов и заряженных частиц, ассоциированные с образованием ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ в ${}^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при $3.25 \text{ A ГэВ}/c$

Тип частицы и фрагмента	Ассоциированная множественность частиц и фрагментов	
	с образованием ${}^3\text{H}$	с образованием ${}^3\text{He}$
${}^1\text{H}$	2.75 ± 0.04	2.36 ± 0.04
${}^2\text{H}$	0.61 ± 0.02	0.62 ± 0.02
${}^3\text{H}$	1.25 ± 0.04	0.25 ± 0.01
${}^3\text{He}$	0.26 ± 0.01	1.25 ± 0.04
${}^4\text{He}$	0.73 ± 0.02	0.71 ± 0.02
$3 \leq Z_f \leq 8$	0.22 ± 0.01	0.17 ± 0.01
π^+	0.62 ± 0.02	0.49 ± 0.02
π^-	0.32 ± 0.01	0.49 ± 0.02
$p_{\text{отдачи}}$	0.45 ± 0.02	0.39 ± 0.02

Такое различие в множественностях протонов, по-видимому, связано с образованием части ядер ${}^3\text{H}$ (${}^3\text{He}$) за счет выбивания одного протона (нейтрона) α -кластера исходного ядра кислорода. В самом деле, поскольку в таких случаях образование ядер ${}^3\text{H}$ сопровождается вылетом дополнительного протона, то из-за изотопической симметрии образование ядер ${}^3\text{He}$

должно сопровождаться вылетом ненаблюдаемого нейтрона. В пользу этого заключения свидетельствует также соотношение множественностей π^+ и π^- в этих группах взаимодействий. Нетрудно доказать, что из-за зарядовой асимметрии первого соударения протона с протоном или нейтроном соотношение множественностей π^+ и π^- будет характеризовать номенклатуру сталкивающихся частиц.

Другим источником образования протонов-фрагментов является их испускание в процессе снятия возбуждения (“испарение” протонов). Однако образование этих протонов происходит на заключительной стадии акта адрон-ядерного взаимодействия и не может быть использовано для идентификации динамических особенностей реакции, за исключением тривиального различия в избыточном числе оставшихся протонов в событиях с образованием $^3\text{H}_1$ или нейтронов в событиях с образованием ядер ^3He . Для выяснения степени возбуждения фрагментирующего ядра в процессах образования ядер трития мы определили среднюю множественность испарительных протонов ($p < 0.22$ ГэВ/с в ал.с.к.) в $^{16}\text{O}p$ -соударениях в событиях с образованием ядер трития и без их образования. Оказалось, что в событиях с образованием ядер трития она приблизительно на единицу больше, чем, в событиях без их образования составляя 1.84 ± 0.04 и 0.85 ± 0.05 соответственно. Этот факт является дополнительным доказательством, что образование легких зеркальных ядер происходит в условиях сильного возбуждения ядра кислорода.

Интересно отметить совпадение средних множественностей ядер ^2H и ^4He для обеих групп событий (см. таблицу), что не противоречит простой комбинаторике их формирования из оставшихся нуклонов исходного ядра. Несколько меньшая множественность фрагментов с $3 \leq Z_f \leq 8$ в событиях с образованием ядер ^3He , по-видимому, обусловлена сохранением барионного и электрического зарядов.

Таким образом, анализ множественностей в этой группе фрагментов не чувствителен к механизмам образования рассматриваемых зеркальных ядер. Основные выводы по результатам сравнительного анализа характеристик ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, образованных в ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 A ГэВ/с могут быть сформулированы следующим образом:

1. Импульсные спектры ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ в ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 A ГэВ/с существенно шире наблюдаемых спектров в ${}^4\text{He}p$ -взаимодействиях при 3.375 A ГэВ/с. Это обстоятельство указывает на существенную роль каскадных процессов при образовании легких зеркальных ядер.

2. Импульсные спектры зеркальных ядер содержат компоненту с аномально большими значениями импульсов, не объяснимую с точки зрения КФИМ. Образование таких высокоэнергичных ядер может быть интерпретировано коалесценцией продуктов фрагментации.

3. Образование зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ происходит при близких физических условиях, и при этом не заметна роль зарядообменных процессов между протоном-мишенью и снарядом – ядром кислорода в их формировании.

Выводы по третьей главе

Приведем краткие итоги исследования инклюзивного образования дейтронов и зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ в ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 A ГэВ/с:

1. В импульсном спектре “дейтронов-вперед” в системе покоя ядра кислорода в области $0.40 < p < 0.55$ ГэВ/с обнаружено «плечо», которое может быть связано с механизмом слияния каскадных нуклонов, распадами сравнительно быстрых легких фрагментов, а также с прямым квазиупругим выбиванием дейтрона из ядра кислорода протоном-мишенью.

2. Средние множественности фрагментов коррелируются с наличием дейтрона в событии. Эти корреляции положительны для фрагментов с

зарядами $z_f \leq 4$, а для фрагментов с зарядами $5 \leq z_f \leq 7$ – отрицательны, что, по-видимому, связано с сохранением барионного заряда. Средние множественности легких фрагментов не зависят от механизма образования дейтрона.

3. Распределение медленных дейтронов ($T < 10$ МэВ) по косинусу их угла вылета указывает на наличие углового момента у фрагментирующего ядра.

4. КФИМ не воспроизводит экспериментальные данные по рождению легких фрагментов с $A \leq 3$ (множественности, импульсные спектры и корреляции множественностей различных типов фрагментов). Из сравнения экспериментальных данных с предсказаниями КФИМ можно заключить, что для реалистического описания картины рождения легких фрагментов в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях необходимо учитывать как вклады испарительного механизма (даже для таких легких ядер, как ^{16}O), так и механизм слияния каскадных нуклонов, а также α -кластерную структуру легких ядер. Кроме того, подлежит учету также небольшой угловой момент, приобретаемый фрагментирующим ядром.

5. Модель слияния (коалесценции) успешно описывает импульсный спектр легких фрагментов – ^2H , ^3H и ^3He в области кинетических энергий $T > 75$ МэВ.

6. Анализ угловых зависимостей показывает, что для двух- и трехнуклонных фрагментов явно проявляются эффекты, указывающие на наличие углового момента у фрагментирующего ядра остатка; а также то, что имеется тенденция к росту их сечения при минимальных и максимальных углах вылета.

7. Образование зеркальных ядер ^3H и ^3He происходит при близких кинематических условиях и при этом не заметна роль зарядообменных процессов между протоном-мишенью и исходным ядром – кислородом.

ГЛАВА IV. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР КИСЛОРОДА В $^{16}\text{O}_p$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГэВ/с

В настоящей главе приведены результаты анализа особенностей процессов фрагментации ядер кислорода во взаимодействиях с протонами. В ней определены инклюзивные сечения выхода и образования стабильных и нестабильных изотопов с $Z=1-8$ и на большом статистическом материале уточнены сечения различных топологических каналов развала релятивистских ядер кислорода. Выполнено сопоставление сечения периферических каналов развала ядер кислорода [119. С. 16–19] с предсказаниями модели Лукьянова и др [120. С. 10–12; 121. С. 74–78], в рамках которой возбуждение ядра происходит периферически, а его распад – статистически после установления термодинамического равновесия. На основе такого анализа сделано обоснование отсутствия отдельных топологических каналов – (233), (44) и (35), а также показано, что модель реалистически воспроизводит экспериментальные данные по периферическим соударениям ядер кислорода. Изучены механизмы образования ядер гелия-4 в процессах фрагментации релятивистских ядер кислорода во взаимодействиях с протонами при 3.25 А ГэВ/с [78. С. 30–33; 79. С. 1–16; 119. С. 16–19; 122. С. 1–16; 123. С. 94–97; 124. С. 730–735; 125. С. 23–26]. При этом особое внимание было уделено определению вкладов нестабильных ядер бора-9, бериллия-8 и возбужденных ядер углерода-12 в сечение образования α -частиц. Также исследованы зависимость инклюзивных сечений и различных кинематических характеристик α -частиц от топологии развала ядер кислорода. Экспериментальные данные в настоящей главе, как и в предыдущих разделах, сравниваются с результатами расчета по КФИМ [9. С. 1–15; 10. С. 649–674; 11. С. 1–23]. Данные также были сравнены с расчетами по модели коалесценции [120. С. 10–12; 121. С. 74–78].

4.1. Топологические сечения каналов фрагментации

В настоящем параграфе представлены данные по сечениям различных топологических каналов фрагментации ядра кислорода. Эти данные необходимы для определения полного инклюзивного сечения образования ядер гелия. В нем же приведены результаты сравнительного анализа этих экспериментальных данных с предсказаниями КФИМ.

В табл. 4.1 приведены уточненные на большом статистическом материале неупругие сечения топологических каналов фрагментации. В скобках указан зарядовый состав фрагментов, а ниже соответствующие сечения в мбарнах для экспериментальных и расчетных данных по модели.

Таблица 4.1

Сечения топологических каналов фрагментации ядер кислорода (мбн.)

Топология	($z_f=1$)	(2)	(22)	(222)
Экспер.	6.43 ± 0.46	23.58 ± 0.88	36.44 ± 1.10	31.27 ± 1.02
КФИМ	5.19 ± 0.28	15.03 ± 0.48	19.69 ± 0.55	12.42 ± 0.43
Топология	(2222)	(23)	(24)	(25)
Экспер.	3.51 ± 0.34	11.53 ± 0.62	6.66 ± 0.47	7.45 ± 0.50
КФИМ	0.29 ± 0.07	13.83 ± 0.46	17.35 ± 0.51	20.02 ± 0.50
Топология	(26)	(223)	(224)	(233)
Экспер.	10.14 ± 0.58	3.11 ± 0.32	0.93 ± 0.18	–
КФИМ	23.32 ± 0.59	3.35 ± 0.23	1.06 ± 0.13	0.05 ± 0.03
Топология	(3)	(33)	(34)	(35)
Экспер.	5.29 ± 0.41	1.26 ± 0.20	0.66 ± 0.15	–
КФИМ	12.49 ± 0.44	2.50 ± 0.19	2.81 ± 0.21	0.15 ± 0.06
Топология	(4)	(44)	(5)	(6)
Экспер.	5.60 ± 0.43	–	16.46 ± 0.73	54.16 ± 1.34
КФИМ	13.09 ± 0.45	0.71 ± 0.11	21.39 ± 0.57	47.54 ± 0.85
Топология	(7)	(8)		
Экспер.	65.35 ± 1.47	46.70 ± 1.24		
КФИМ	75.51 ± 1.01	29.16 ± 0.67		

Топология ($z=1$) соответствует каналам без образования многозарядных фрагментов, т.е. соответствует полному развалу ядра кислорода. Из табл. 4.1 видно, что инклюзивные сечения образования двухзарядных фрагментов составляют доминирующую часть неупругого сечения ^{16}O -реакции.

Интересно отметить отсутствие в экспериментальных данных топологических каналов (44), (35) и (233), в которых суммарный заряд равен заряду исходного ядра. Как будет показано нами ниже [119. С. 16–19], отсутствие каналов (233) и (35) связано как с высоким значением энергии возбуждения ядра для реализации этих топологий по сравнению экспериментально наблюдаемыми каналами, так и перестраиванием исходной (α -кластерной) структуры ядра кислорода. Что касается топологии (44), если оба четырехзарядных фрагмента являются ядрами ^8Be , то в результате их распадов ($^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$) мы в эксперименте наблюдаем топологию (2222). Если один из этих четырехзарядных фрагментов является ядром ^7Be , а другой ^{-9}Be , то реализация такого канала опять-таки связана с перестраиванием исходной структуры ядра кислорода. При развале релятивистских ядер кислорода на два и более многозарядных фрагментов с сохранением в них и заряда, и всех нуклонов исходного ядра, наблюдаются только два канала [55. С. 285–296; 126. С. 3–17]: четыре α -частицы или ядра ^{12}C и ^4He , т.е. расщепление ^{16}O осуществляется с образованием четно-четных ядер. Из приведенных выше экспериментальных фактов следует, что структура исходного ядра существенным образом проявляется при периферических соударениях. В связи с этим представляет большой интерес исследование различных характеристик фрагментов ядра кислорода в каналах, относящихся к малым передачам энергий.

В эксперименте в $(34 \pm 1)\%$ случаев в конечном состоянии наблюдаются два и более многозарядных фрагментов, что очень близко к расчетным значениям по КФИМ $(36 \pm 1)\%$. Однако на эксперименте сечения выхода двух и трех ядер гелия вдвое больше, чем предсказывается моделью, а

сечение образования четырех двухзарядных частиц различается больше, чем на порядок. Отметим также, что вероятность того, что в конечном состоянии двухзарядный фрагмент сопровождается более тяжелым фрагментом, в модели существенно больше, чем на эксперименте.

4.2. Сечения образования стабильных и нестабильных изотопов с зарядом от 1 до 8

Одной из фундаментальных проблем физики высоких энергий является идентификация механизмов фрагментации ядер во взаимодействиях с адронами и ядрами. Как следует из эксперимента, основной вклад в множественность вторичных частиц в адрон-ядерных соударениях при энергиях в несколько ГэВ на нуклон дают ядерные фрагменты. Однако, несмотря на то, что этому явлению посвящен ряд экспериментальных работ, до сих пор практически отсутствует информация об одной из важнейших характеристик процессов фрагментации ядер – сечениях выхода всех наблюдаемых в эксперименте ядер-фрагментов, особенно нестабильных.

Данный раздел посвящен определению инклюзивных сечений образования стабильных и нестабильных ядер с зарядом $Z_f = 1-3$ и сечений выходов стабильных и нестабильных ядер с зарядом $Z_f = 4-8$ в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при $3.25 \text{ A ГэВ}/c$ [114. С. 174–176].

Разделение стабильных изотопов – фрагментов с зарядом Z_f , осуществлялось, как и в работе [8. С. 3–36] на основе анализа распределений по переменной $x = 1/p$, где p – импульс фрагмента в лабораторной системе координат. При этом отбирались фрагменты с измеренной длиной $L \geq 35$ см для $Z_f = 1-2$ и $L > 40$ см при $Z_f = 3-8$.

Процедура определения сечений образования стабильных изотопов с зарядами Z_f включает следующие этапы:

1. x -спектр фрагментов с зарядом Z_f аппроксимировался суммой гауссовских функций:

$$f_{Z_f}(x) = \sum_{i=1}^n a_i \exp(-(x - 1/A_i p_o)^2 / (2\sigma_i^2)) \quad (4.1)$$

где n – число экспериментально наблюдаемых изотопов с зарядом Z_f ;

a_i и σ_i – параметры аппроксимации, позволяющие определить вклад каждого изотопа в x -спектр фрагментов;

A_i -массовое число i -го изотопа;

p_o – исходный импульс на нуклон (3.25 ГэВ/с);

2. Доля i -го изотопа α_i с зарядом Z_f определялась как отношение

$$\alpha_i(Z_f) = \frac{\sum_{k=1}^m a_i \exp(-(x_k - 1/A_i p_o)^2 / (2\sigma_i^2))}{\sum_{k=1}^m \sum_{i=1}^n a_i \exp(-(x_k - 1/A_i p_o)^2 / (2\sigma_i^2))}, \quad (4.2)$$

где x_k – значение x в k -й экспериментальной точке;

m – количество экспериментальных точек в x -спектре фрагментов с зарядом Z_f ;

n – число экспериментально наблюдаемых изотопов с зарядом Z_f .

3. Сечение образования i -го изотопа с зарядом Z_f определялось как:

$$\sigma_i(Z_f) = \alpha_i(Z_f) \langle n(Z_f) \rangle \sigma_{in}(^{16}\text{Op}), \quad (4.3)$$

где $\langle n(Z_f) \rangle$ – средняя множественность фрагментов с зарядом Z_f , численное значение которой для фрагментов с зарядами $Z_f \geq 2$ взято из работы [55. С. 285–296].

Средняя множественность однозарядных фрагментов определялась как отношение полного числа однозарядных положительно заряженных частиц с

импульсами > 1.75 ГэВ/с к полному числу неупругих $^{16}\text{O}p$ -событий; $\sigma_{\text{in}}(^{16}\text{O}p)$ – неупругое сечение $^{16}\text{O}p$ -соударений [8. С. 3–36], которое при 3.25 А ГэВ/с получено равным 334 ± 6 мбн.

По определению $\sigma_i(Z_f)$ является инклюзивным сечением образования i -го изотопа с зарядом Z_f . Однако из-за того, что в эксперименте не наблюдается ни одного события с двумя и более изотопами с $Z_f \geq 4$, найденное сечение для таких изотопов можно отнести к их сечениям выхода.

Сечение рождения нестабильных ядер ^5Li определялось [129. С. 35–36] как на основе анализа спектров эффективных масс α -частицы и протона, так и с помощью анализа углов разлета α -частиц и протона, образовавшимся в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. В обоих случаях оно оказалось одинаковым в пределах статистических погрешностей и равным $\sigma(^5\text{Li}_3) = 8.4 \pm 0.5$ мбн. В работе [8. С. 3–36] было показано, что сечения образования группы легких зеркальных ядер ^3H , ^3He и ^7Li ^7Be в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с в пределах статистических погрешностей совпадают. Это дает основание предполагать, что сечения образования зеркальных ядер ^5He и ^5Li так же будут одинаковыми.

С помощью моделирования на основе феноменологической модели изотропного фазового пространства, а также анализа экспериментального спектра эффективных масс нами было получено сечение образования возбужденных ядер $^{12}\text{C}^*$ в канале образования трех α -частиц в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 ГэВ/с [79. С. 1–16], которое оказалось равным $\sigma(^{12}\text{C}^*) = (9.8 \pm 0.9)$ мбн. При этом 40% этого сечения приходится на канал прямого распада $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ и 60% на $^{12}\text{C}^* \rightarrow ^8\text{Be}_4 + \alpha \rightarrow 3\alpha$.

На основе исследования азимутальных корреляций в каналах образования 3-х и 4-х α -частиц в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 ГэВ/с в рамках феноменологической модели изотропного фазового пространства нами [124. С. 730–735] были определены вклады нестабильных ядер ^8Be и ^9B в эти

каналы, которые оказались равными $W(^8\text{Be}) = 22.0 \pm 1.1\%$ и $W(^9\text{B}) = 19.0 \pm 1.0\%$. Используя суммарное сечение каналов образования 3-х и 4-х α -частиц (21.68 ± 0.87 мбн), определим сечения выходов этих нестабильных ядер: $\sigma(^8\text{Be}) = 4.80 \pm 0.31$ мбн и $\sigma(^9\text{B}) = 4.12 \pm 0.27$ мбн. В рамках аналогичной модели путем анализа углов разлета пары α -частиц ($\vartheta_{\alpha\alpha}$) в канале образования 2-х α -частиц в этих же соударениях нами были определены вклады нестабильных ядер ^8Be и ^9B в этот канал, которые оказались равными $W(^8\text{Be}) = 9.7 \pm 0.5\%$ и $W(^9\text{B}) = 5.4 \pm 0.3\%$. Используя сечение выхода канала образования 2-х α -частиц, которое равно 29.17 ± 1.51 мбн, определим сечения выходов этих нестабильных ядер: $\sigma(^8\text{Be}_4) = 2.83 \pm 0.20$ мбн и $\sigma(^9\text{B}_5) = 1.58 \pm 0.11$ мбн.

Таким образом, полные сечения выходов нестабильных ядер $^8\text{Be}_4$ и ^9B в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 ГэВ/с составляют: $\sigma(^8\text{Be}) = 7.63 \pm 0.37$ мбн и $\sigma(^9\text{B}) = 5.70 \pm 0.29$ мбн.

Результаты выше приведенных процедур совместно с данными о сечениях образования нестабильных ядер представлены в табл. 4.2.

Из таблицы видно, что:

- наибольшим инклюзивным сечением образования в ряду многозарядных фрагментов обладают α -частицы;
- сечения образования зеркальных ядер с массовыми числами, различающимися на $\Delta A = \pm 1$ от основного массового числа, определяемого как $A = 2Z$, в пределах статистических погрешностей совпадают. Отметим так же, что в пределах статистических погрешностей совпадают сечения выходов нестабильного изотопа ^9B и зеркального ему стабильного изотопа ^9Be .

Таблица 4.2

**Сечения образования стабильных и нестабильных изотопов
в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с, мбарн**

Z	A	$\sigma \pm \Delta\sigma$	Z	A	$\sigma \pm \Delta\sigma$
1	^1H	594.5 ± 5.5	5	$^9\text{B}^*$	5.70 ± 0.29
	^2H	110.6 ± 1.3		^{10}B	10.6 ± 0.4
	^3H	45.0 ± 1.6		^{11}B	10.9 ± 0.4
2	^3He	45.4 ± 1.6		^{12}B	0.51 ± 0.42
	^4He	164.0 ± 1.9	6	^{10}C	1.77 ± 0.8
	$^5\text{He}^*$	8.40 ± 0.50		^{11}C	9.18 ± 0.76
	^6He	1.03 ± 0.23		^{12}C	26.3 ± 0.8
3	$^5\text{Li}^*$	8.40 ± 0.50		$^{12}\text{C}^*$	9.80 ± 0.80
	^6Li	19.0 ± 0.8		^{13}C	9.48 ± 0.76
	^7Li	10.6 ± 0.8		^{14}C	3.68 ± 0.76
	^8Li	4.80 ± 0.76		7	^{13}N
4	^7Be	10.3 ± 0.5	^{14}N		26.1 ± 0.8
	$^8\text{Be}^*$	7.63 ± 0.37	^{15}N		30.3 ± 0.8
	^9Be	6.15 ± 0.52	8	^{14}O	2.85 ± 0.70
	^{10}Be	0.89 ± 0.52		^{15}O	31.1 ± 0.7
^{16}O				13.0 ± 0.7	

*нестабильные или возбужденные состояния

Примечательно, что наблюдаемая закономерность распространяется так же на зеркальные ядра (^{15}N , ^{15}O), образовавшиеся в результате потери одного нуклона исходного ядра ^{16}O в периферических соударениях с протоном-мишенью. Этот результат не является тривиальным. В самом деле, из-за изотопической инвариантности сильного взаимодействия мы не должны были наблюдать такого совпадения, поскольку исходная система ($p+^{16}\text{O}$) не является изоскалярной. Причиной такого совпадения сечений зеркальных

ядер является ничтожная малость ($<2\%$) сечения процесса передачи заряда протона-мишени многонуклонным ядрам ($A \geq 3$) [131. С. 427–434].

4.3. Особенности фрагментации ядер кислорода в периферических взаимодействиях с протоном при 3.25 А ГэВ/с

Изучение процесса фрагментации ядер при сравнительно невысоких энергиях возбуждения позволяет получать прямую информацию об их структуре и виде уравнения состояния ядерного вещества. Благоприятные условия для этого реализуются при периферическом (особенно когерентном) характере реакции мультифрагментации релятивистского ядра-снаряда. Данный класс реакций развала ядра существенно отличается от процессов с большими передачами импульса и требует особого анализа.

При исследовании процессов фрагментации релятивистских ядер кислорода во взаимодействиях с протоном [8. С. 3–36; 54. С. 413–424; 55. С. 285–296; 114. С. 174–176] был выявлен ряд особенностей этого явления. Развал релятивистских ядер кислорода на многозарядные фрагменты с сохранением в них заряда исходного ядра, реализуется только через топологии с четным зарядом (224), (2222) и (26) [55. С. 285–296]. Как уже отмечалось, при развале релятивистских ядер кислорода на два и более многозарядных фрагментов с сохранением в них и заряда, и всех нуклонов исходного ядра, наблюдаются только два канала [55. С. 285–296]: четыре α -частицы или ядра ^{12}C и ^4He , т.е. расщепление ^{16}O осуществляется с образованием четно-четных ядер. Из приведенных выше экспериментальных фактов следует, что структура исходного ядра существенным образом проявляется при периферических соударениях. В связи с этим представляет большой интерес исследование различных характеристик фрагментов ядра кислорода в каналах, относящихся к малым передачам энергий.

В настоящем разделе мы выполнили анализ сечений выходов изотопов ядра углерода, а также топологических каналов, в которых заряд исходного ядра сохраняется в многозарядных фрагментах.

В работах [120. С. 10–12; 121. С. 74–78] в рамках модели возбуждения легкого ядра в периферических взаимодействиях и его распада после установления статистического равновесия, было получено выражение, связующее вероятность формирования различных изотопов конкретного ядра-фрагмента от значения минимальной энергии возбуждения Q_{\min} , необходимой для образования данного изотопа (для краткости Q_{\min} будем называть энергией перестраивания):

$$W(A) \sim \exp(-k Q_{\min}).$$

Например, для образования фрагмента ^{12}C при развале ядра ^{16}O минимальное значение величины Q_{\min} будет в канале $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$ и равно

$$Q_{\min} = M(^{12}\text{C}) + M(^4\text{He}) - M(^{16}\text{O}) \approx 7.1 \text{ МэВ}.$$

В других возможных каналах с образованием ядра ^{12}C эта величина будет больше.

Сравнение расчетов этой феноменологической модели с данными по выходу изотопов ядра углерода в реакции $^{16}\text{O} + \text{Be} \rightarrow \text{C} + \text{X}$ при 2.1 ГэВ на нуклон и фрагментов ядра ^{22}Ne , возбужденных в соударениях с ^{232}Th при низких энергиях указывает на хорошее их согласие.

На рис. 4.1 представлены данные о зависимости инклюзивного сечения выхода изотопов ядра углерода от Q_{\min} (минимальной энергии возбуждения исходного ядра, необходимой для образования данного изотопа), полученные в нашем эксперименте.

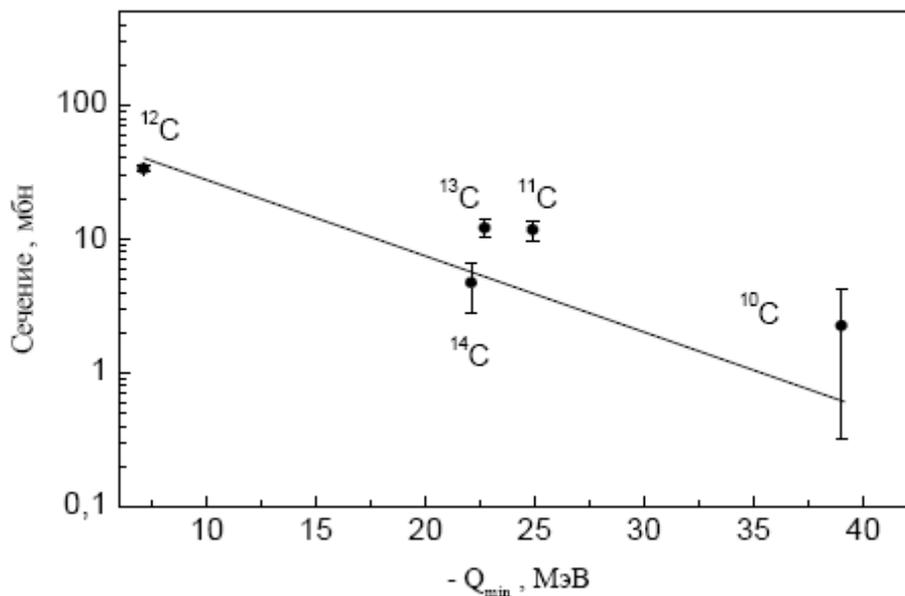


Рис. 4.1. Зависимость сечения выхода изотопов ядра углерода от энергии перестраивания

Прямая линия, представляющая собою экспоненциальную зависимость, взята из [120. С. 10–12; 121. С. 74–78] и приведена после нормировки теоретического расчета к эксперименту методом наименьших квадратов. Видно, что в целом имеется общая тенденция уменьшения сечения с ростом Q_{\min} . Однако нельзя говорить об удовлетворительном согласии модели с экспериментом. По-видимому, это частично можно объяснить тем, что не все каналы с образованием изотопов ядра углерода можно отнести к периферическим взаимодействиям, когда все фрагменты исходного ядра являются продуктами развала промежуточного возбужденного ядра кислорода в целом. С другой стороны, есть каналы, в которых суммарный заряд многозарядных фрагментов равен заряду исходного ядра, а суммарное число нуклонов в них равно 16 или меньше на 1 или 2 без учета фрагментов-нейтронов. Можно ожидать, что для таких каналов механизм развала ядра-кислорода будет близок к модели развала ядра-кислорода в целом, как в [120. С. 10–12; 121. С. 74–78].

Анализ изотопного состава в топологиях с выходом ядер бериллия (224) и углерода (26) показывает, что в первом случае наблюдается только ядра ^7Be , а во втором 70% состоит из ядер ^{12}C . Что касается изотопного состава 2-х зарядных фрагментов в наблюдаемых каналах (26), (224) и (2222), то $\approx 85\%$ составляют α -частицы и около 15% – ядра ^3He . В связи с тем, что в каждом топологическом канале изотопный состав фрагментов может быть различным (что связано с разными значениями величины Q_{\min}) для более корректного описания сечения выхода этих каналов экспоненциальной зависимостью вместо Q_{\min} необходимо взять ее среднее значение. Среднее значение величины Q_{\min} можно вычислить, зная вероятность реализации каждого канала с конкретным изотопным составом фрагментов для данной топологии.

На рис.4.2 показана зависимость сечения выхода топологических каналов (26), (2222) и (224) от среднего значения их энергии перестраивания $\langle Q_{\min} \rangle$.

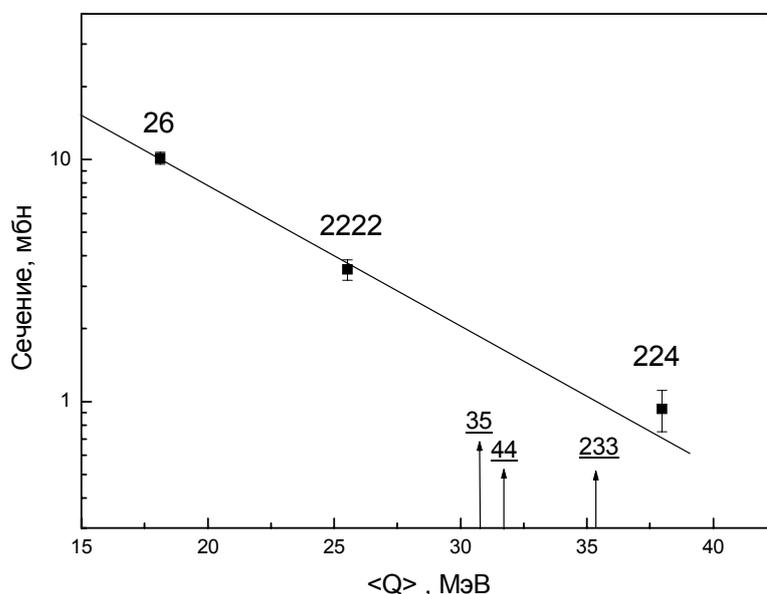


Рис.4.2. Зависимость сечения топологических каналов (26), (2222) и (224) от среднего значения энергии перестраивания

В виде сплошной прямой показан результат расчета также взятого из [120. С. 10–12; 121. С. 74–78]. На оси $\langle Q_{\min} \rangle$ - вертикальными стрелками вверх указаны минимальные значения пороговой энергии для не наблюдаемых в эксперименте каналов (233), (35) и (44) (В случае топологии (44) указана минимальная энергия перестраивания для комбинации ${}^7\text{Be}{}^9\text{Be}$).

Видно, что экспериментальные данные по сечениям выхода каналов удовлетворительно описываются расчетами [120. С. 10–12; 121. С. 74–78]. Если предположить выполнение такой закономерности и для топологий (233), (35) и (44), то, как видно из рис.4.2, мы должны были бы обнаружить их с сечением не меньше 1 мбарна. Тут, по-видимому, немалую роль играет и исходная структура фрагментирующего ядра. Для реализации ненаблюдаемых в эксперименте топологий потребуются существенная перестройка состояний нуклонов в α -кластерах.

4.4. Процессы фрагментации с образованием ядер ${}^4\text{He}$

Экспериментальными исследованиями надежно установлено, что при фрагментации легких ядер наибольшее сечение выхода среди многозарядных фрагментов имеют двухзарядные фрагменты, основная часть ($\approx 80\%$) которых состоит из ядер ${}^4\text{He}$ [8. С. 3–36; 55. С. 285–296; 114. С. 174–176]. Поскольку ядра гелия, представляя собой сильно связанную систему, имеют наименьшую энергии связи в исходном ядре кислорода возникает естественная мысль об их генетической принадлежности к α -кластерам ядра, т.е. о существовании α -кластерной структуры ядра, которое при возбуждении или разрушении испускают ядра гелия. Однако, в настоящее время известны, по крайней мере, несколько механизмов образования α -частиц. Упомянем здесь некоторые из них. Это фермиевский развал (статистический механизм), некогерентное дифракционное расщепление

ядер, распад нестабильных промежуточных ядер (${}^5\text{He}$, ${}^5\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{B}$ и др.), механизмы слияния нуклонных ассоциаций и другие механизмы, которые еще мало изучены. Наличие нескольких механизмов фрагментации, роль и статистический вес которых меняется в зависимости от энергии столкновения, массы и исходной структуры фрагментирующего ядра [5. С. 245–258; 9. С. 1–15; 10. С. 649–674; 11. С. 1–23], существенно усложняет задачу их экспериментального исследования. Отметим также, что в связи объективными обстоятельствами, связанными со сложностью проведения соответствующих экспериментов, относительно мало данных, полученных в условиях, близких к 4π -геометрии с регистрацией всех вторичных заряженных частиц и многозарядных фрагментов. Этим, в частности, объясняется актуальность проведения дальнейших исследований.

В работе [132. С. 905–909] был проведен анализ импульсных и угловых спектров α -частиц, образованных в ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Экспериментальные данные были сопоставлены с предсказаниями КФИМ [9. С. 1–15; 10. С. 649–674; 11. С. 1–23] и модели коалесценции [120. С. 10–12; 121. С. 74–78].

Отметим, что для легкого ядра ${}^{16}\text{O}$ в КФИМ [9. С. 1–15; 10. С. 649–674; 11. С. 1–23] вкладом испарительных процессов в сечение образования фрагментов пренебрегается и основным механизмом их рождения считается фермиевский развал. В модели также учитывается вторичный развал нестабильных ядер по следующим каналам: ${}^5\text{Li} \rightarrow \alpha + p$, ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ и ${}^9\text{B} \rightarrow 2\alpha + p$

Было показано, что расчет по КФИМ в области $T < 15$ МэВ в пределах статистических погрешностей удовлетворительно описывает экспериментальный спектр. Однако, как было показано ранее в [55. С. 285–296], модель сильно недооценивала выход протонов в этой области, что было связано с игнорированием вклада испарительного механизма образования легких фрагментов. Наблюдаемое в нашем случае согласие наводит на мысль, что для α -частиц вклад испарительного механизма их образования или

пренебрежимо мал, или вообще отсутствует. Было обнаружено, что в области $T > 15$ МэВ с ростом кинетической энергии α -частиц расхождение с расчетом и экспериментом усиливается. Теоретический спектр КФИМ обрывается при $T \leq 100$ МэВ, в то время как экспериментальное распределение простирается до области $T \approx 200$ МэВ. Такое резкое разногласие между экспериментом и расчетом по КФИМ, по-видимому, связано с неучетом в ней α -кластерной структуры легких ядер, а также вкладов механизмов подхвата и слияния. В области $T > 120$ МэВ, соответствующей импульсу нуклонов $p > 235$ МэВ/с, экспериментальный спектр удовлетворительно описывается моделью коалесценции [120. С. 10–12]. Это доказывает то, что в образовании относительно быстрых α -частиц испарительные нуклоны не участвуют.

Также было выполнено сопоставление экспериментального распределения и предсказания КФИМ по поперечному импульсу α -частиц. Экспериментальное среднее значение поперечного импульса α -частиц оказалось равным 192 ± 2 МэВ/с, тогда как КФИМ дает 191 ± 1 МэВ/с, что в пределах статистических погрешностей является хорошим совпадением. Однако детального количественного согласия по областям и форме спектра не наблюдалось. Мы выполнили также сравнение экспериментального спектра с предсказаниями статистической модели фрагментации Гольдхабера [8. С. 3–36]. Данная модель описывает распределение по поперечному импульсу лишь в области малых значений $p_{\perp} < 0.3$ ГэВ/с, но в целом она сильно противоречит эксперименту.

В работе [133. С. 152–155] для фрагментов с зарядом $Z = 2-7$, образованных во взаимодействиях ядер кислорода с ядрами бериллия при 2.1 ГэВ/нуклон было показано, что их распределения по продольному импульсу удовлетворительно описываются функцией Гаусса, предсказываемой моделью Гольдхабера [8. С. 3–36]. Это согласие, по-видимому, связано с ограниченностью угла вылета ($\theta < 12.5$ мрад), охватывающего в основном вторичные фрагменты статистического происхождения. Несогласие предска-

зания модели Гольдхабера [8. С. 3–36] с нашими экспериментальными данными связано с вкладом в образование быстрых α -частиц ($p_{\perp} > 0.3$ ГэВ/с) других механизмов нестатистического характера. Эти фрагменты могут появиться, как было упомянуто выше, от распада различных нестабильных промежуточных ядер, имеющих различные энергии возбуждения и рождающиеся с разными сечениями. Кроме этого, как было показано выше, в сечение образования относительно быстрых α -частиц с $T > 0.120$ ГэВ может дать вклад и механизм коалесценции [120. С. 10–12].

Исследование зависимости среднего поперечного импульса α -частиц от энергии возбуждения фрагментирующего ядра [132. С. 905–909] показало, что максимальное значение $\langle p_{\perp} \rangle$, как в эксперименте, так и в КФИМ, наблюдается в топологии с образованием одной α -частицы. Экспериментальные данные по величине $\langle p_{\perp} \rangle$ по топологиям делятся на две группы: I группа – это каналы (22), (23), (24) и (26), соответствующая выбиванию одного из α -кластеров ядра; II группа – (25), (222), (223), (224) и (2222), соответствующая периферическому развалу фрагментирующего ядра. Хотя топология (26) имеет меньшую пороговую энергию, чем каналы (22), (23), (24), тем не менее, в этих каналах $\langle p_{\perp} \rangle$ в пределах экспериментальных погрешностей оказались одинаковыми.

Как показал анализ, выполненный в работе [55. С. 285–296; 114. С. 174–176], развал релятивистских ядер кислорода в топологии (26) в основном происходит посредством квазиупругого выбивания α -частицы протоном-мишенью. Большое расхождение КФИМ с экспериментом наблюдается в каналах с рождением ядер лития и углерода. Минимальные значения $\langle p_{\perp} \rangle$ в КФИМ наблюдаются в каналах (23) и (223).

4.4.1. Сечения образования ядер ${}^4\text{He}$ в различных топологических каналах развала ядер кислорода

Исследование рождения легких фрагментов (p , d , t , ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$) в процессах фрагментации ядер позволяет, на наш взгляд, получить более полную информацию о механизмах формирования конечных продуктов реакции, по сравнению с изучением тяжелых ядер ($A > 5$), по следующим причинам. Во-первых, сечение образования легких частиц соизмеримо с неупругим сечением рассматриваемой реакции. Во-вторых, эти частицы могут формироваться как на начальной стадии адрон-ядерного соударения, так и на завершающем этапе. В отличие от них тяжелые фрагменты могут «забыть» о своем происхождении, то есть, формируясь при периферических либо непериферических соударениях сталкивающихся ядер, не несут полезной информации о динамике первичного акта взаимодействия. Кроме того, изучение образования α -частиц в различных топологических каналах развала фрагментирующего ядра может дать ценную информацию и о структуре последнего.

Настоящий раздел посвящен изучению инклюзивных сечений выхода ядер ${}^4\text{He}$ в различных топологических каналах развала ядер кислорода во взаимодействиях с протонами при 3.25 А ГэВ/с [123. С. 1–16]. Для полноты получаемой информации экспериментальные данные сравнены с предсказаниями каскадно-фрагментационной испарительной модели (КФИМ) [9. С. 1–15; 10. С. 649–674; 11. С. 1–23].

Интересно исследовать зависимости вероятности и сечения выхода α -частиц от топологии каналов развала ядер кислорода (табл.4.2), а также от суммарного заряда многозарядных фрагментов. Суммарный заряд многозарядных фрагментов можно рассматривать как меру степени возбуждения фрагментирующего ядра. Для определения вероятности выхода ядер гелия-4 мы проводили аппроксимации нормированных на единицу

спектров двухзарядных фрагментов по величине $x = 1/p$ (где p – импульс) суммой трех гауссовских функций, учитывающих образование изотопов ядер гелия ^3He , ^4He и ^6He в виде

$$f(x) = \sum_{i=1}^3 a_i \exp(-b_i(x - 1/A_i p_0)^2)$$

где a_i – нормировочные коэффициенты,

$b_i = 1/2\sigma_i^2$, p_0 – начальный импульс,

A_i означает массовое число i -го изотопа.

Вероятность выхода каждого фрагмента определялась выражением

$$W_i = \frac{\sum_{k=1}^m a_i \exp(-(x_k - 1/A_i p_0)^2 / (2\sigma_i^2))}{\sum_{k=1}^m \sum_{i=1}^3 a_i \exp(-(x_k - 1/A_i p_0)^2 / (2\sigma_i^2))}$$

Теперь, зная сечение каждого топологического канала (табл.4.1), число двухзарядных фрагментов в нем и используя найденные вероятности образования ядер гелия-4, мы находим инклюзивные сечения рождения ядер ^4He в k -й топологии $\sigma_k(^4\text{He})$ следующим образом:

$$\sigma_k(^4\text{He}) = n_k \sigma_k(\text{top}) W_k(^4\text{He})$$

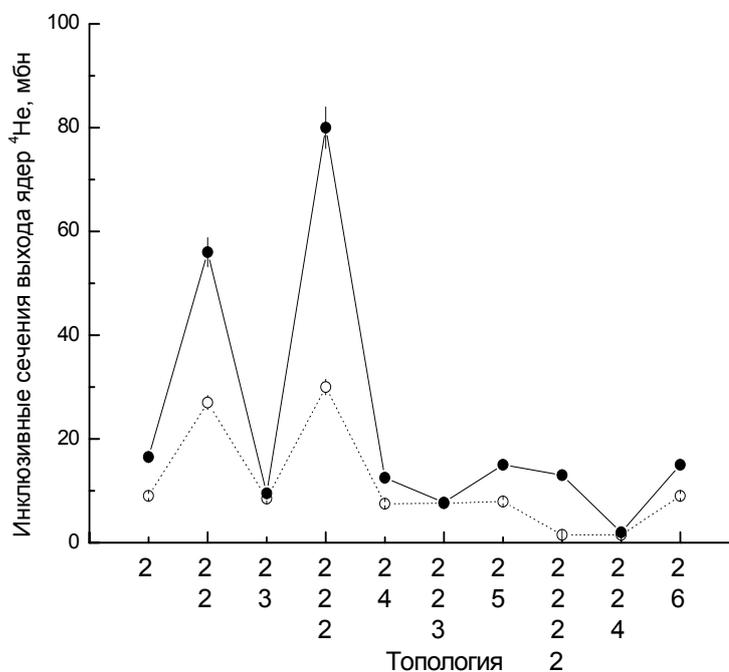
где n_k – число двухзарядных фрагментов в k -м топологическом канале,

$\sigma_k(\text{top})$ – сечение k -го топологического канала,

W_k - вероятность образования ядер ^4He в k -ой топологии.

Экспериментальные и теоретические значения инклюзивных сечений образования ядер гелия-4 приведены на рис.4.3. Из рис. 4.3 видно, что в эксперименте наибольшее инклюзивное сечение образования ядер ^4He наблюдается в канале (222), а наименьшее – в (224). КФИМ удовлетворительно описывает эксперимент только для каналов (23), (223) и (224), где, наряду с фрагментами α -кластерной структуры, образуются ядра не α -

подобной структуры, такие как ${}^6\text{Li}_3, {}^7\text{Li}_3, {}^7\text{Be}_4$ (анализ импульсных спектров четырехзарядных фрагментов [128. С. 520–521] в топологическом канале (224) показал, что они являются ядрами ${}^7\text{Be}$).



Линии проведены для удобства восприятия рисунка

Рис. 4.3. Инклюзивные сечения выхода ${}^4\text{He}$ в различных топологических каналах

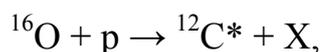
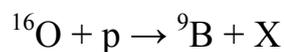
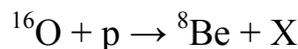
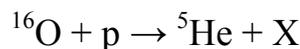
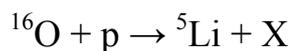
Большое различие между экспериментом и моделью наблюдается в топологических каналах с четным суммарным зарядом многозарядных. Например, для канала (2222) инклюзивное сечение образования ядер ${}^4\text{He}$ в эксперименте более чем в 12 раз превышает значение, предсказываемое моделью.

Таким образом, можно заключить, что основная часть α -частиц образуется в каналах с относительно небольшой энергией возбуждения исходного ядра кислорода. КФИМ описывает эксперимент только в топологических каналах, в которых, наряду с α -частицей, образуются ядра,

не обладающие α -кластерной структурой. КФИМ не описывает эксперимент для топологий с наиболее вероятным образованием ядер с α -кластерной структурой. Полученные результаты приводят к выводу, что ядра ^{16}O действительно обладают α -кластерной структурой, и для улучшения согласия модели с экспериментом в КФИМ необходимо это учитывать.

4.4.2. Образование ядер ^4He за счет распада нестабильных промежуточных ядер ^8Be , ^9B и возбужденных ядер $^{12}\text{C}^*$

В зависимости от степени возбуждения ядра процесс фрагментации, может протекать через образование короткоживущих нестабильных или возбужденных, резонансных состояний фрагментов исходного ядра, т.е. могут осуществляться следующие ядерные реакции:



где X – любые сопутствующие частицы или фрагменты.

Выделение этих каналов фрагментации ядра кислорода представляет особый интерес, поскольку удается получить информацию, как о временной эволюции распада ядра, так и внутриядерной структуре. В связи с этим был проведен поиск промежуточных состояний многонуклонных систем, распадающихся на α -частицы, частности $^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$ и $^9\text{B} \rightarrow \alpha + \alpha + p$.

Для выделения каналов фрагментации ядра кислорода с участием нестабильных промежуточных ядер ^8Be и ^9B и определения сечений их выхода необходимо рассмотреть все топологические каналы, соответствующие искомому сохранению барионного и электрического зарядов. Это каналы с образованием 2-, 3- и 4-х α -частиц.

4.4.2.1. Коллинеарность в каналах образования 3- и 4- α -частиц и вклады нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{B}$ в формирование ${}^4\text{He}$

Определение вклада нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ в каналах образования 3-х и 4-х α -частиц основано на использовании отдельных феноменологических особенностей азимутальных распределений α -частиц в ${}^{16}\text{O}$ p-соударениях при 3.25 А ГэВ/с, в частности показателя их коллинеарности [78. С. 30–33; 79. С. 1–16].

При анализе каналов образования 3-х или 4-х α -частиц в ${}^{16}\text{O}$ p-соударениях при 3.25 А ГэВ/с [124. С. 730–735] были обнаружены небольшие эффекты азимутальной асимметрии и коллинеарности. Азимутальная коллинеарность в феноменологической модели была описана с помощью параметра модели – коллинеарности векторов импульсов пар α -частиц. В модели учет коллинеарности был осуществлен следующим образом: после генерации компонент импульса одной из α -частиц, компоненты импульса другой генерировались в пределах 4%-го отличия от значений сгенерированных компонент. При этом разница компонент импульсов обеих α -частиц в пределах средней относительной погрешности определения импульса была сгенерирована равномерно.

Вместе с тем вопрос о причинах возникновения коллинеарности векторов импульсов пар α -частиц остается открытым. Естественно предположить, что причинами возникновения коллинеарности векторов импульсов пар α -частиц могут являться распады нестабильных ядер ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$ в основном и первом возбужденных состояниях с энергосвободением 0.1 и 3.04 МэВ, соответственно, и ядер ${}^9\text{B} \rightarrow \alpha + \alpha + p$ с энергосвободением 0.3 МэВ [134. С. 1–168; 135. С. 3–163; 136. С. 155–362; 137. С. 88–195]. Нетрудно показать, что при таких значениях энергосвободения максимальный угол между векторами импульсов продуктов

распада – α -частиц в лабораторной системе будет меньше, чем 1° , что и приводит к узким угловым корреляциям. Чтобы проверить справедливость этого предположения, в нашу феномено-логиическую модель изотропного фазового пространства вместо параметра коллинеарности ввели дополнительный блок, учитывающий рождение и распад промежуточных нестабильных ядер ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$ и ${}^9\text{B} \rightarrow \alpha + \alpha + p$. При розыгрыше рождения ядра ${}^9\text{B}$ рассматривались только каналы с тремя α -частицами, в которых имеется не менее одного протона-фрагмента.

На рис. 4.4 показано распределение по парному азимутальному углу (ϵ_{ij}) i -ой и j -ой α -частиц. Там же приведены и наши монте-карловские расчеты по модифицированной феноменологической модели изотропного фазового пространства с учетом и без учета рождения и распада нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$.

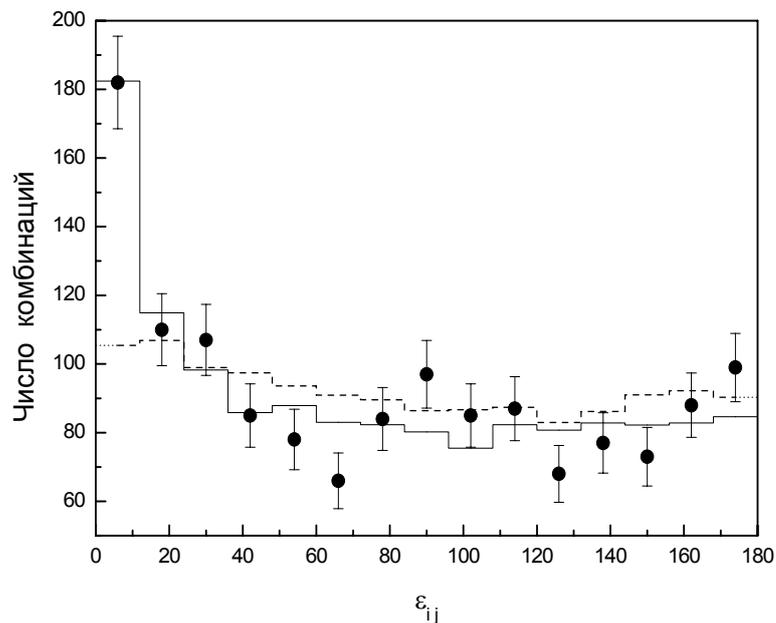
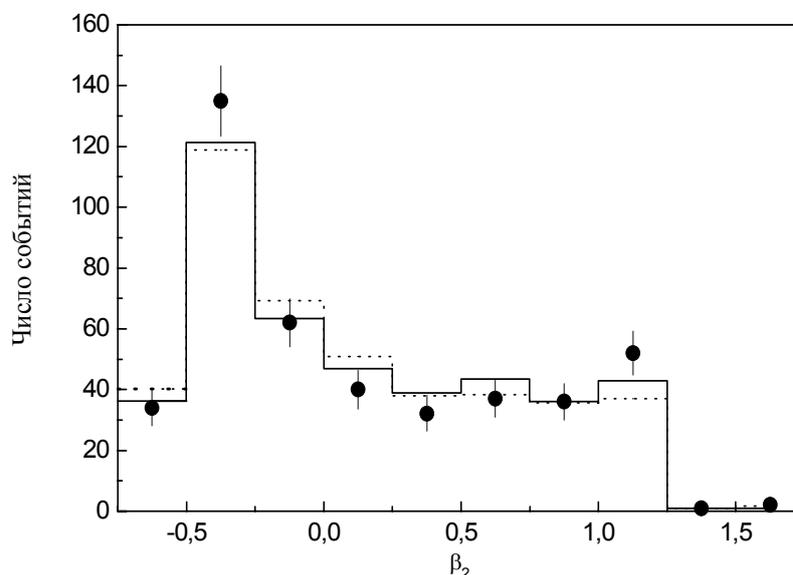


Рис.4.4. Распределение по парному азимутальному углу (ϵ_{ij}) i -ой и j -ой α -частиц

Видно, что хорошее согласие расчета с экспериментом наблюдается при учете рождения и распада промежуточных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$. Наилучшее согласие

достигнуто при вероятностях рождения $W(0.1) = 15.4\%$ и $W(3.04) = 6.6\%$ для ядер ${}^8\text{Be}$ и $W(0.3) = 19\%$ для ядра ${}^9\text{B}$ (в скобках указаны значения выделяемых энергий при распадах в МэВ). Следует заметить, что расчетная доля образования α -частиц через эти ядра удовлетворительно согласуется с экспериментально найденной методом, приведенным в работе [124. С. 730–735]. При расчете значения остальных параметров модели оставались прежними. На рис.4.5 приведено распределение по азимутальной коллинеарности (β_2) для индивидуальных актов ${}^{16}\text{O}$ -соударений с 3- и 4-мя α -частицами в конечном состоянии.



Гистограммы – результаты расчетов по нашей монте-карловской модели с учетом (сплошная гистограмма) и без учета (штриховая гистограмма) рождения нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$

Рис.4.5. β_2 -распределение в индивидуальных актах ${}^{16}\text{O}$ -соударений

Там же показаны и расчетные распределения по модифицированной феноменологической модели изотропного фазового пространства с учетом и без учета образования нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$. Видно, что расчетное распределение с учетом образования нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ удовлетворительно описывает экспериментальный спектр ($\chi^2=3.88$ при 10-ти степенях свободы, что соответствует 95% уровню значимости). Также

совпадают и их средние значения: $\langle\beta\rangle_{\text{эксп}} = 0.13 \pm 0.03$; $\langle\beta\rangle_{\text{расч}} = 0.13 \pm 0.02$. Как и ожидалось, среднее значение расчетного β_2 -распределения без учета рождения вышеуказанных нестабильных ядер оказалось равным нулю: $\langle\beta\rangle_{\text{расч}} = 0.004 \pm 0.024$ и $\chi^2=21.56$ при 10-ти степеней свободы, что соответствует менее 2% уровню значимости. Теоретическое распределение α -частиц удовлетворительно описывает и экспериментальный спектр α -частиц по поперечному импульсу. Совпадают также и средние значения этих двух распределений: $\langle p_{\perp} \rangle_{\text{эксп}} = 166 \pm 4$ МэВ/с и $\langle p_{\perp} \rangle_{\text{расч}} = 168 \pm 1$ МэВ/с.

Таким образом экспериментально наблюдаемая азимутальная коллинеарность в рождении трех или четырех α -частиц в ^{16}O p-соударениях при высоких энергиях связана с образованием промежуточных нестабильных ядер ^8Be и ^9B , а найденные параметры наилучшего фитирования соответствуют вероятностям образования этих нестабильных ядер: $W(0.1) = 15.4\%$ и $W(3.04) = 6.6\%$ для ядер ^8Be и $W(0.3) = 19\%$ для ядра ^9B . Используя суммарное сечение каналов образования 3-х и 4-х α -частиц (21.68 ± 0.87 мбн), получим величины сечений выходов этих нестабильных ядер: $\sigma(^8\text{Be}(0^+)) = 3.34 \pm 0.17$ мбн, $\sigma(^8\text{Be}(2^+)) = 1.43 \pm 0.07$ мбн и $\sigma(^9\text{B}) = 4.12 \pm 0.21$ мбн.

Далее опишем общий подход к определению сечений выходов нестабильных ядер ^8Be и ^9B в канале образования 2-х α -частиц, приведенный в работах [125. С. 23–26; 126. С. 3–17], и определим их суммарный вклад в инклюзивное сечение образования α -частиц в ^{16}O p-соударениях при 3.25 А ГэВ/с.

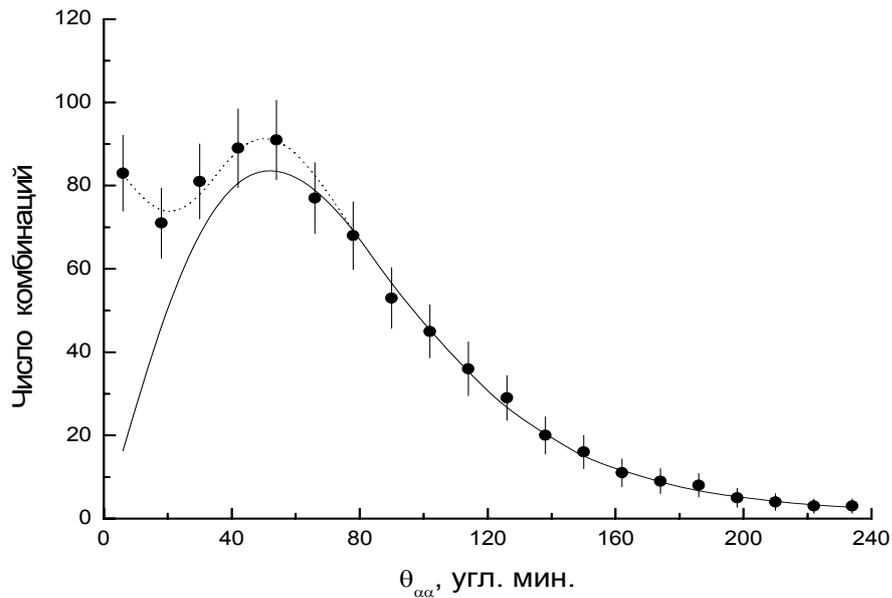
4.4.3. Вклад нестабильных ядер ^8Be и ^9B в канале образования 2-х α -частиц

Учитывая данные об образовании нестабильных ядер ^8Be и ^9B в каналах с выходом 3-х и 4-х α -частиц, для нахождения суммарного вклада

нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ в инклюзивное сечение образование α -частиц в ${}^{16}\text{O}$ -соударениях необходимо определить вклад этих ядер в канал образования 2-х α -частиц. Для достижения этой цели мы рассмотрели экспериментальное, фоновое и теоретическое распределения по углу разлета двух α -частиц.

Теоретическое распределение является результатом расчетов по феноменологической модели, предполагающей изотропный распад нестабильных ядер ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ в основном и первом возбужденном состоянии и ${}^9\text{B} \rightarrow 2\alpha + p$ в основном состоянии в их системе покоя. При монтекарловском моделировании сделано предположение, что распределение по компонентам вектора импульсов нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{B}$ аналогичны экспериментальным спектрам ядер ${}^7\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$. При этом, сохраняя формы распределений по продольным компонентам импульсов стабильных ядер ${}^7\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, производился их сдвиг на $3.25 \text{ ГэВ}/c$ в сторону увеличения для ${}^8\text{Be}$ и в сторону уменьшения для ${}^9\text{B}$.

На рис.4.6 показано экспериментальное распределение по углу между векторами импульсов двух α -частиц в лабораторной системе координат. Там же показано фоновое распределение, полученное путем случайного перебора α -частиц из разных событий. При развале возбужденного остаточного ядра возможны чисто кинематические эффекты, приводящие к азимутальным угловым корреляциям. Для учета влияния этих эффектов поперечные составляющие импульса α -частиц были переопределены путем поворота относительно суммарного поперечного импульса фрагментов в каждом экспериментальном событии. Фоновое распределение было нормировано на число событий при углах $\Theta_{\alpha\alpha} > 72'$.



Темные кружки – экспериментальные данные, сплошная кривая – фоновое распределение, нормированное в области углов $\theta_{\alpha\alpha} > 72'$, пунктирная – сумма теоретического и фонового распределений

Рис.4.6. Распределение по парному углу разлета α -частиц

Видно, что при больших углах фон хорошо описывает эксперимент, но при малых имеется заметное превышение экспериментального спектра над фоновым, т.е. в той области, где ожидаются $\alpha\alpha$ -корреляции в случае образования ядер ${}^8\text{Be}(0^+)$, ${}^8\text{Be}(2^+)$ и ${}^9\text{B}$. Пунктирная кривая на рисунке представляет собой результат аппроксимации экспериментального спектра функцией $N(\vartheta_{\alpha\alpha}) = N_{\text{фон}}(\vartheta_{\alpha\alpha}) + W_1 \cdot N_1(\vartheta_{\alpha\alpha}) + W_2 \cdot N_2(\vartheta_{\alpha\alpha}) + W_3 \cdot N_3(\vartheta_{\alpha\alpha})$, где $N_{\text{фон}}$ – фоновое распределение после нормировки, W_1 , W_2 , W_3 – вероятности рождения ядер ${}^8\text{Be}(0^+)$, ${}^8\text{Be}(2^+)$ и ${}^9\text{B}$, соответственно, которые являлись параметрами аппроксимации; $N_1(\vartheta_{\alpha\alpha})$, $N_2(\vartheta_{\alpha\alpha})$, $N_3(\vartheta_{\alpha\alpha})$ – теоретические распределения по углам разлета α -частиц, образованных от распада нестабильных ядер ${}^8\text{Be}(0^+)$, ${}^8\text{Be}(2^+)$ и ${}^9\text{B}$, соответственно. При аппроксимации требовалось выполнения следующих равенств

$$N_{\text{изб}} = W_1 \sum_{\theta_{\alpha\alpha}} N_1(\vartheta_{\alpha\alpha}) + W_2 \sum_{\theta_{\alpha\alpha}} N_2(\vartheta_{\alpha\alpha}) + W_3 \sum_{\theta_{\alpha\alpha}} N_3(\vartheta_{\alpha\alpha})$$

$$\sum_{\theta_{\alpha\alpha}} N_1(\vartheta_{\alpha\alpha}) = \sum_{\theta_{\alpha\alpha}} N_2(\vartheta_{\alpha\alpha}) = \sum_{\theta_{\alpha\alpha}} N_3(\vartheta_{\alpha\alpha}) = N_{\text{изб}}$$

$$W_1 + W_2 + W_3 = 1$$

$N_{\text{изб}}$ – суммарная разность числа комбинаций в экспериментальном и фоновом спектре. Видно, что феноменологический расчет хорошо описывает распределение избытков-событий над фоновым спектром. Окончательный вклад каждого нестабильного ядра в канал образования двух α -частиц находился путем перенормировки $N_{\text{изб}}$ на полное число комбинаций $N_{\text{комб}}$:

$$\alpha_1 = W_1 \frac{N_{\text{изб}}}{N_{\text{комб}}}, \alpha_2 = W_2 \frac{N_{\text{изб}}}{N_{\text{комб}}}, \alpha_3 = W_3 \frac{N_{\text{изб}}}{N_{\text{комб}}}.$$

Наилучшее согласие с экспериментом достигнуто ($\chi^2=0.25$ при числе степеней свободы 3, что соответствует >95%-ному уровню значимости) при вероятностях образования рассматриваемых нестабильных ядер, равных $\alpha(^8\text{Be}(0^+)) = 6.3 \pm 0.4\%$, $\alpha(^8\text{Be}(2^+)) = 3.4 \pm 0.2\%$ и $\alpha(^9\text{B}) = 5.4 \pm 0.3\%$. Используя сечение выхода канала образования 2-х α -частиц, которое равно 29.17 ± 1.51 мбн, получим величины сечений образования рассматриваемых нестабильных ядер: $\sigma(^8\text{Be}(0^+)) = 1.84 \pm 0.13$ мбн, $\sigma(^8\text{Be}(2^+)) = 0.99 \pm 0.07$ мбн и $\sigma(^9\text{B}) = 1.57 \pm 0.11$ мбн.

Таким образом, для суммарного сечения выхода нестабильных ядер ^8Be , ^9B в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с получим 13.29 ± 1.43 мбн. С учетом схемы распадов нестабильных ядер ^8Be , ^9B определим их суммарный вклад в инклюзивное сечение образования α -частиц (165.7 ± 3.3 мбн) в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с, который составляет $16.0 \pm 1.7\%$.

4.4.4. Вклад возбужденных ядер $^{12}\text{C}^*$ в канал образования трех α -частиц

При сравнительном анализе каналов образования 3-х α -частиц и ядер ^{12}C в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с было показано [138. С. 990–993], что в пределах статистических погрешностей совпадают средние множественности и средние импульсные характеристики вторичных фрагментов и заряженных частиц, образованных в этих двух каналах. Также было получено, что и сечения выхода этих каналов очень близкие. Все это указывало на то, что оба эти канала реализуются при очень близких физических условиях. При сопоставлении этих результатов с предсказаниями КФИМ, которая рассматривает ядро как идеальный ферми-газ, был сделан вывод о важной роли α -кластерной структуры ядра кислорода при его фрагментации.

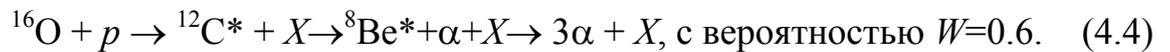
Рассмотрим канал образования трех α -частиц, т.е. реакции [130. С. 1-16]:



где X – может быть одно- или двухзарядным фрагментом с массовым числом $A \leq 3$.

Кроме того, здесь же могут быть заряженные пионы и протон отдачи, если не произошла неупругая перезарядка последнего на нейтрон и π^+ -мезон. Целью данного анализа является выяснить следующее. Если ядро кислорода ^{16}O действительно обладает α -кластерной структурой, то (в случае реакции (4.2)) с одним из этих кластеров (или с его нуклоном) происходит первичный акт взаимодействия протона-мишени и при этом в зависимости от энергии возбуждения, получаемой остаточным ядром с массовым числом $A=12$ оно или сохраняется как ^{12}C , или разваливается на три α -частицы. Однако не ясно, являются ли три α -частицы в реакции (4.2) продуктом распада возбужденного ядра-остатка с квантовыми числами трех α -частиц (то есть

$^{12}\text{C}^*$) или каждая из них образовалась как результат прямого мультифрагментного развала ядра кислорода ^{16}O без образования возбужденного состояния $^{12}\text{C}^*$. Так как возможны и первый, и второй механизмы образования этих α -частиц, то возникает вопрос, какая часть из них является продуктом первого, и какая доля образована от второго механизма? Чтобы ответить на эти вопросы мы провели моделирование процесса образования трех α -частиц в реакции (4.2) методом Монте-Карло (МК) в рамках модели изотропного фазового пространства (см. Приложение 2). Предполагалось, что в системе покоя возбужденного ядра $^{12}\text{C}^*$ его прямой распад $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ и каскадный распад $^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^8\text{Be}^* + \alpha \rightarrow 3\alpha$ должен быть изотропным. Таким образом, расчет основывается на следующих двух каналах изотропных распадов ядра $^{12}\text{C}^*$:



В реакции (4.4) распад нестабильного ядра ${}^8\text{Be}^*$ на две α -частицы генерировался с вероятностью $W(0^+) = 0.67$ для основного состояния ($J^P = 0^+$) с энергией возбуждения $\Delta E^* = 0.1$ МэВ и с вероятностью $W(2^+) = 0.33$ для первого возбужденного состояния ($J^P = 2^+$) с $\Delta E^* = 3.04$ МэВ [134. С. 1–168; 135. С. 3–163; 136. С. 155–362; 137. С. 88–195]. Доли прямого и каскадного каналов распада ядра $^{12}\text{C}^*$ и вероятности распадов нестабильного ядра ${}^8\text{Be}^*$ на две α -частицы $W(0^+)$ и $W(2^+)$ определили из анализа распределения угла между парой α -частиц $\Delta\vartheta_{\alpha\alpha}$ в реакции (4.2) методом, приведенном в работе [139].

На рис.4.7а представлены экспериментальная и расчетная зависимости среднего поперечного импульса α -частиц $\langle P_T^\alpha \rangle$ от энергии возбуждения ΔE^* , определяемой как

$$\Delta E^* = M_{3\alpha} - 3M_\alpha, \quad (4.5)$$

где $M_{3\alpha}$ – инвариантная и $3M_\alpha$ – суммарная массы трех α -частиц.

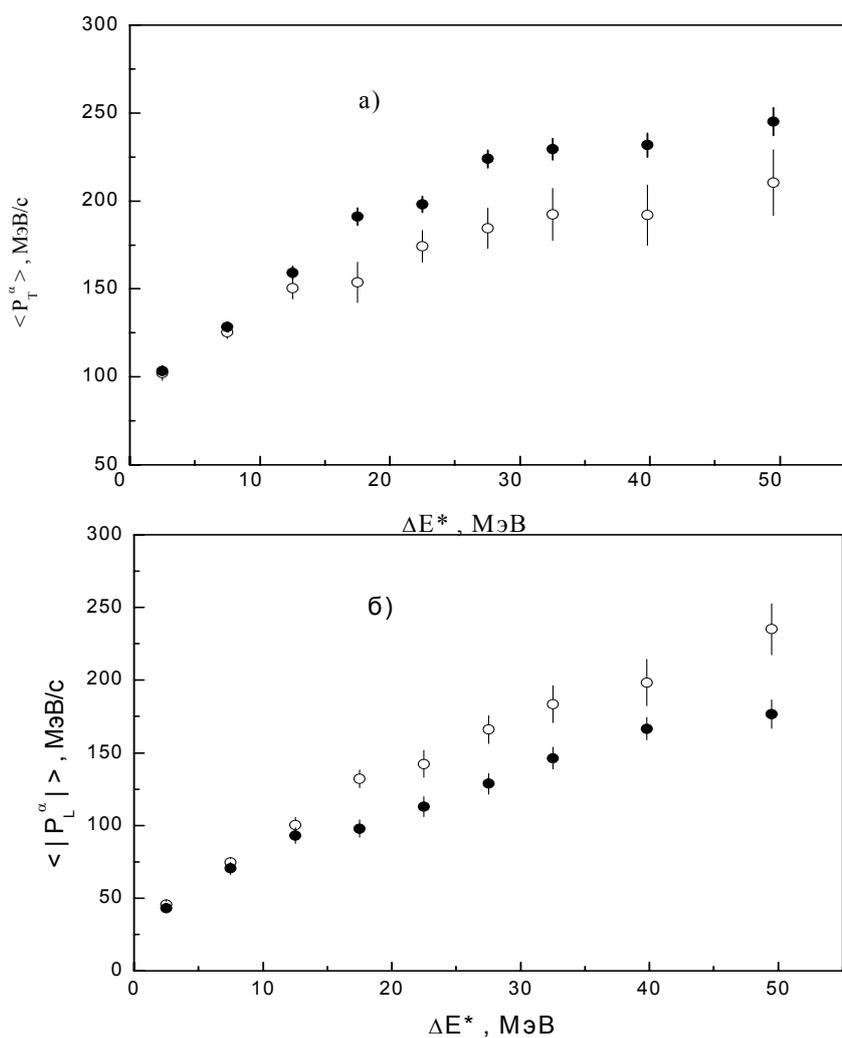


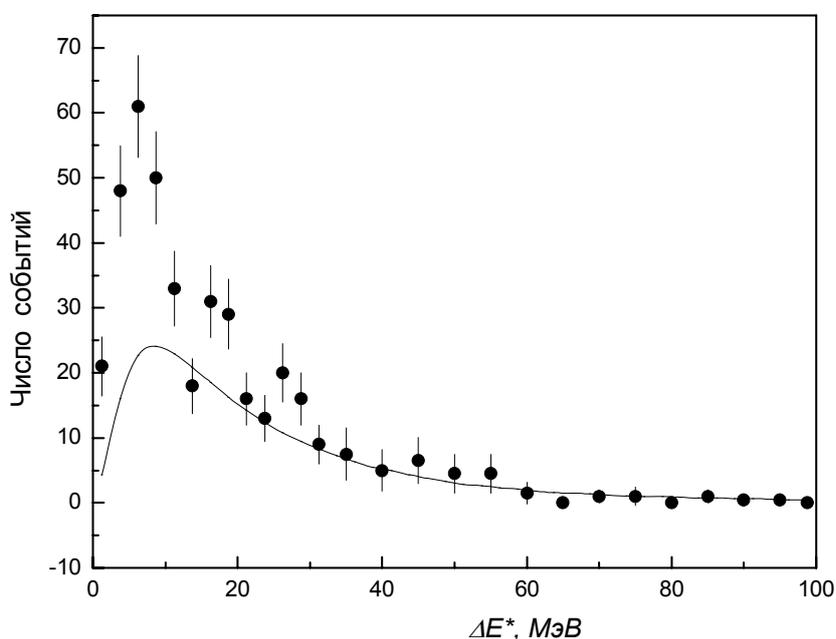
Рис. 4.7. Зависимость среднего значения поперечного импульса (а) и среднего абсолютного значения продольного импульса (б) α -частиц от энергии возбуждения ΔE^* (O - эксперимент, •- модель МК)

Экспериментальные значения среднего поперечного импульса $\langle P_T^\alpha \rangle$ в зависимости от ΔE^* растут линейно в области малых значений энергий возбуждения ($\Delta E^* < 15$ МэВ) и, начиная с $\Delta E^* > 15$ МэВ, его темп роста заметно ослабевает. Это, по-видимому, указывает на то, что в области $\Delta E^* > 15$ МэВ происходит либо квазиупругое выбивание одного α -кластера из слабо связанного ядра-остатка с тремя α -кластерами, либо прямой развал ядра-остатка на три α -частицы, тем самым не позволяя формироваться возбужденному ядру $^{12}\text{C}^*$; все это и приводит к слабым корреляциям между $\langle P_T^\alpha \rangle$ и ΔE^* .

Зависимость $\langle P_T^\alpha \rangle$ от ΔE^* в теоретическом МК расчете сильнее, чем в эксперименте, т.е. в последнем наблюдается отклонение от изотропного распада системы, что может быть связано с одновременным увеличением среднего продольного импульса α -частицы. Это подтверждает (см. рис. 4.7б) сравнение зависимости средних абсолютных значений продольных импульсов α -частиц $\langle |P_L^\alpha| \rangle$ (в системе нулевого продольного импульса фрагмента ядра $^{12}\text{C}^*$) от ΔE^* в МК расчете и эксперименте. Интересно отметить, что на рис.4.7а и б при каждом фиксированном ΔE^* разница между экспериментальными и теоретическими значениями $\Delta P_T^\alpha = \langle P_T^\alpha \rangle_{\text{МК}} - \langle P_T^\alpha \rangle_{\text{эксп}}$ приблизительно равна разности $\Delta P_L^\alpha = \langle |P_L^\alpha| \rangle_{\text{МК}} - \langle |P_L^\alpha| \rangle_{\text{эксп}}$ взятой с обратным знаком, т.е. имеется приблизительная кинематическая компенсация: $\Delta P_T^\alpha \approx \Delta P_L^\alpha$.

Из рис.4.7(а и б) также видно, что при значениях энергии возбуждения $\Delta E^* < 15$ МэВ экспериментальные данные в пределах статистических погрешностей совпадают с результатами МК расчета ($\chi^2 = 2.09$ и 2.24 для 3-х степеней свободы соответственно, для рис.4.7а и рис.4.7б). В области $\Delta E^* > 15$ МэВ не наблюдается никакого согласия между экспериментальными и расчетными данными ($\chi^2 = 37.65$ и 50.19 для 6-ти степеней свободы соответ-

ственно, для рис.4.7а и рис.4.7б). Таким образом, можно предположить, что в области $\Delta E^* < 15$ МэВ в канал образования 3-х α -частиц значительный вклад дают прямой и каскадный распады $^{12}\text{C}^*$ на 3 α -частицы по реакциям (4.3) и (4.4), которые могут протекать изотропно. Для определения этого вклада в канал (4.2) рассмотрим распределение событий по величине ΔE^* (эквивалентной спектру инвариантных масс 3-х α -частиц), которое показано на рис.4.8. Здесь представлено и такое же распределение для фоновых событий в виде сплошной кривой.



Сплошная линия – фоновое распределение

Рис. 4.8. Распределение событий по энергии возбуждения ΔE^*

Фоновое распределение было построено для искусственных событий, составленных случайным отбором по одной α -частице из каждого экспериментального события. При развале возбужденного ядра $^{12}\text{C}^*$ возможны чисто кинематические эффекты, приводящие к азимутальным угловым корреляциям. Для учета влияния этих эффектов предварительно

поперечные составляющие импульса α -частиц были определены относительно их суммарного поперечного импульса в каждом событии.

Нетрудно заметить (см. рис. 4.8), что половина событий с $\Delta E^* < 15$ МэВ в реакции (4.2) осуществляется в результате распада возбужденного ядра $^{12}\text{C}^*$ на три α -частицы. Общее число избыточных событий над фоновым спектром оказалось равным 151. С учетом потери событий за счет взаимодействия α -частиц с рабочей жидкостью камеры на расстоянии $L=35$ см мы имеем 215 ядер $^{12}\text{C}^*$, что соответствует сечению (9.8 ± 0.9) мбн, которое составляет (38.0 от полного сечения реакции (4.2). Естественно, возникает вопрос, правдоподобен ли этот результат ?

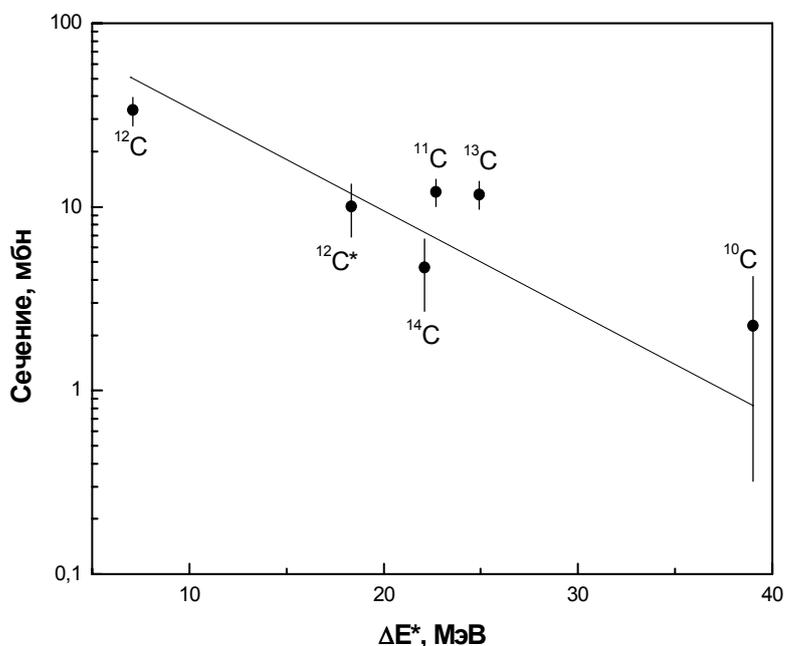
Для проверки этого мы сопоставляем выходы изотопов ядер углерода-12 и $^{12}\text{C}^*$ с предсказанием модели [120. С. 10–12; 121. С. 74–78], предполагающей возбуждение исходного ядра происходит периферически, а его распад статистически.

На рис.4.9 представлена зависимость полученных в нашем эксперименте инклюзивных сечений выхода изотопов ядра углерода-12 и $^{12}\text{C}^*$ от ΔE^* , т.е. от энергии возбуждения, необходимой для образования данного изотопа. Прямая линия, представляющая собою экспоненциальную зависимость, взята из рис. 1 работ [120. С. 10–12; 121. С. 74–78] и проведена после нормировки теоретического расчета на экспериментальные данные методом наименьших квадратов. Значение Q_{min} для ядер $^{12}\text{C}^*$ определено как $\pm 0.8\%$

$$Q_{min} = \langle \Delta E^* \rangle + 7.3 \text{ МэВ}, \quad (4.6)$$

где $\langle \Delta E^* \rangle$ – величина, вычисленная по ΔE^* распределению экспериментальных событий над фоновым спектром; 7.3 МэВ – необходимая минимальная энергия для развала ядра $^{12}\text{C}^*$ на три α -частицы.

Видно, что в целом имеется общая тенденция уменьшения сечения с ростом ΔE^* и экспериментальная точка для $^{12}\text{C}^*$ также не противоречит этой тенденции. Однако нельзя говорить об удовлетворительном согласии модели с экспериментом.



Сплошная линия – предсказания модели [139. С. 2005–2007]

Рис.4.9. Зависимость инклюзивных сечений выходов изотопов ядра углерода и возбужденного ядра $^{12}\text{C}^*$ от ΔE^*

По-видимому, это частично можно объяснить тем, что не все каналы с образованием изотопов ядра углерода можно отнести к периферическим взаимодействиям, когда все фрагменты исходного ядра являются продуктами развала промежуточного возбужденного ядра кислорода в целом.

Следует заметить, что эта модель [120. С. 10–12; 121. С. 74–78] удовлетворительно описывает зависимость сечения выхода каналов (26), (2222) и (224) (в скобках указан заряд многозарядных фрагментов) от среднего значения величины Q_{min} . Среднее значение величины Q_{min} было вычислено с учетом экспериментальной вероятности реализации каждого канала с конкретным изотопным составом фрагментов для данной топологии.

При $\Delta E^* > 15$ МэВ, как было указано выше, может иметь место и процесс квазиупругого выбивания α -кластера. Естественно предположить, что выбитая α -частица в среднем будет иметь наибольший полярный угол вылета $\vartheta_{\text{макс}}$, а сам процесс выбивания приведет к нарушению азимутальной изотропии и к тенденции испускания этих частиц в противоположных направлениях в азимутальной плоскости. Поэтому интересно рассмотреть распределение по разности азимутальных углов $\Delta\varphi$ между α -частицей с $\vartheta_{\text{макс}}$ и остальными α -частицами события для двух областей энергии возбуждения ($\Delta E^* < 15$ МэВ и $\Delta E^* > 15$ МэВ).

На рис. 4.10. приведено распределение по разности азимутальных углов $\Delta\varphi$ между α -частицей с $\vartheta_{\text{макс}}$ и остальными α -частицами при $\Delta E^* < 15$ МэВ (а) и $\Delta E^* > 15$ МэВ (б).

На рис.4.10а причинами отклонения $\Delta\varphi$ -распределения от изотропного (пик при $\Delta\varphi \leq 36^0$) могут быть: каскадный распад ядра $^{12}\text{C}^*$ на три α -частицы ($^{12}\text{C}^* \rightarrow ^8\text{Be}^* + \alpha$, $^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$), динамические механизмы взаимодействия в конечном состоянии между парой α -частиц и эффекты тождественности.

На рис.4.10б распределение по $\Delta\varphi$ имеет два превышения: первое при $\Delta\varphi \leq 36^0$, а второе – при $\Delta\varphi \approx 180^0$. Первое обусловлено указанными выше причинами. Второе вызвано тенденцией вылета α -частиц в противоположных направлениях на азимутальной плоскости при больших значениях $\Delta\varphi$, связанной с квазиупругим выбиванием одного из α -кластеров, содержащихся в ядре-остатке. Слабость второго превышения можно объяснить произвольным направлением Ферми импульса α -кластера при столкновении его с вторичной частицей.

Если при $\Delta E^* < 15$ МэВ действительно имеет место процесс квазиупругого выбивания α -кластера из слабосвязанного ядра-остатка, то средняя множественность рожденных частиц (π^\pm -мезонов) в этих событиях

должна совпадать со средней множественностью (π^\pm -мезонов) в событиях с $\Delta E^* > 15$ МэВ.

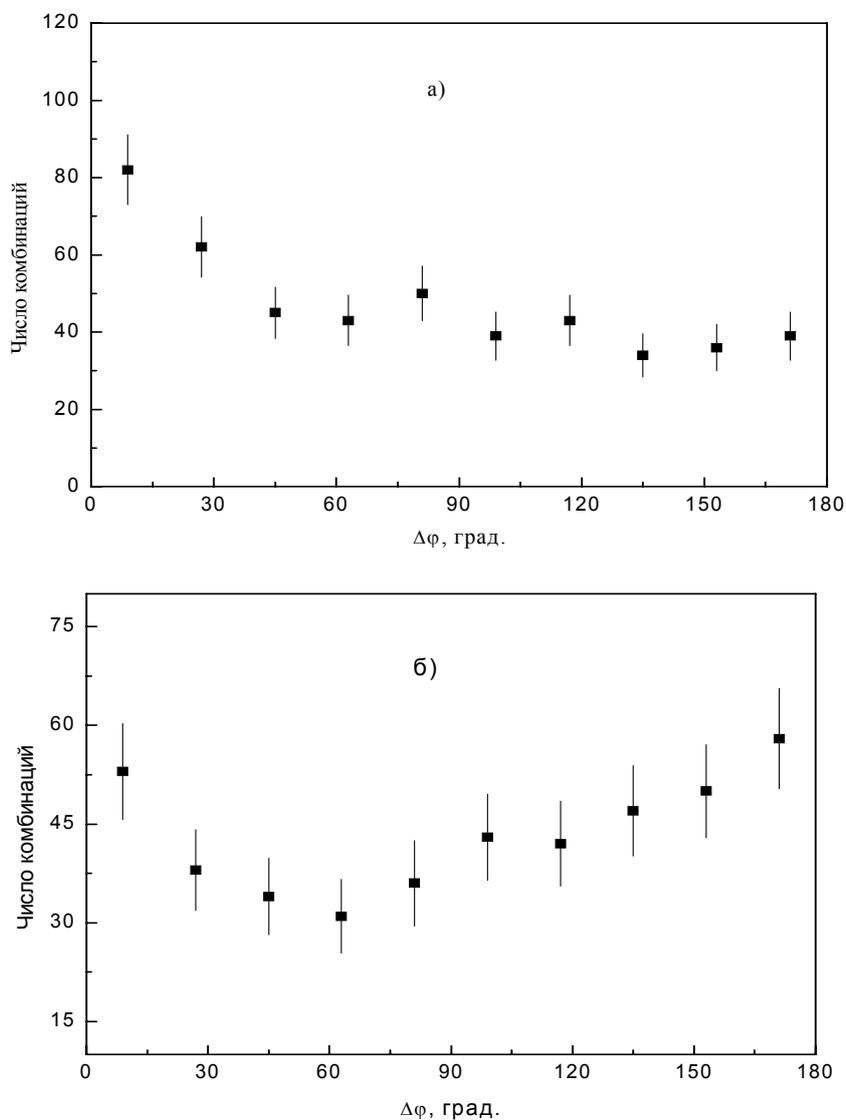


Рис. 4.10. Распределение по разности азимутальных углов $\Delta\phi$ между α -частицей с $\vartheta_{\text{макс}}$ и остальными α -частицами при $\Delta E^* < 15$ МэВ (а) и $\Delta E^* > 15$ МэВ (б)

Для проверки этого нами были определены средние множественности π^\pm -мезонов для событий с $\Delta E^* < 15$ МэВ и $\Delta E^* > 15$ МэВ, которые оказались

равными 0.82 ± 0.05 и 0.84 ± 0.05 , соответственно, что в пределах статистических погрешностей совпадают друг с другом.

Таким образом, можно заключить, что одна треть реакции (4.2) реализуется в результате распада возбужденного ядра $^{12}\text{C}^*$, а её оставшаяся часть – через прямой ферми-развал или квазиупругое выбивание одного α -кластера из слабо связанного ядра-остатка, содержащего три α -частицы. Результаты моделирования распада возбужденной системы по модели изотропного фазового пространства удовлетворительно описывают экспериментальные данные при малых значениях энергии возбуждения ($\Delta E^* < 15$ МэВ).

Выводы по четвертой главе

Основные результаты данной главы кратко могут быть сформулированы следующим образом.

1. Определен суммарный вклад нестабильных ядер ^8Be , ^9B и возбужденного ядра $^{12}\text{C}^*$ в инклюзивное сечение образования α -частиц.

2. Сечения образования зеркальных ядер с массовыми числами, различающимися на $\Delta A = \pm 1$ от основного массового числа, определяемого как $A = 2Z$, в пределах статистических погрешностей совпадают.

Отметим так же, что в пределах статистических погрешностей совпадают сечения выходов нестабильного изотопа ^9B и зеркального ему стабильного изотопа ^9Be . Примечательно, что наблюдаемая закономерность распространяется так же на зеркальные ядра (^{15}N , ^{15}O), образовавшиеся в результате потери одного нуклона исходного ядра ^{16}O в периферических соударениях с протоном-мишенью. Установлено, что причиной такого совпадения сечений зеркальных ядер является ничтожная малость вклада процессов передачи заряда протона-мишени многонуклонным ядрам.

3. Из проведенного сравнения экспериментальных данных по выходам легких фрагментов с расчетами по КФИМ получено указание на наличие других механизмов кроме Ферми-развала в их образования: «испарительных» процессов в выходе медленных протонов в системе покоя кислорода и процессов слияния каскадных нуклонов, приводящие к образованию значительной части высокоэнергетических фрагментов с массовыми числами $A=2$ и 3 .

4. Установлено, что вклад распада возбужденных ядер $^{12}\text{C}^*$ в канал образования 3-х α -частиц составляет около 38% сечения этого канала, а оставшаяся часть сечения канала реализуется через прямой ферми-развал или квазиупругое выбивание одного α -кластера из слабо связанного ядра-остатка, содержащего три α -частицы.

5. Показано, что экспериментально наблюдаемая коллинеарность в каналах образования 3- и 4- α -частиц обусловлена распадами нестабильных ядер ^8Be и ^9B .

6. Результаты моделирования распада возбужденной системы по модели изотропного фазового пространства удовлетворительно описывают экспериментальные данные при малых значениях энергии возбуждения ($\Delta E^* < 15$ МэВ).

7. Вклад коалесцентного механизма в образование α -частиц маленький ($\leq 1.5\%$) и он проявляется в области больших кинетических энергий и поперечных импульсов.

8. Наблюдаемые особенности фрагментации ядер кислорода указывают на существенную роль его α -частичной структуры в образовании конечных продуктов реакции.

ГЛАВА V. ОБРАЗОВАНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ В АДРОН- И ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Кумулятивные процессы, обусловленные взаимодействием первичного адрона одновременно с более чем с одним нуклоном, расположенных на очень близких расстояниях (≤ 1 фм), представляют особый класс адрон-ядерных взаимодействий с рождением протонов. При попытках количественного описания высокоимпульсной части спектров кумулятивных частиц с привлечением сценариев процессов, где рассматриваются только нуклонные степени свободы (перерассеяние, ферми-движение, высокоимпульсная нуклонная компонента), не удается получить удовлетворительного согласия с экспериментом. Кумулятивные процессы отражают коллективный характер взаимодействия в ядрах, поскольку в формировании быстрой частицы, летящей назад, принимают участие несколько нуклонов ядра. Они связаны с проявлением кварковых степеней свободы ядра-мишени, когда кварки, принадлежащие таким разным нуклонам-мишеням, обобществляются. Возникновение таких плотных кварковых «мешков» может теоретически осуществляться двумя способами: как следствие возникновения флуктуации плотности (флуктонов) в обычной, холодной ядерной среде («холодная» модель), так и в результате сжатия ядерной материи под действием налетающей частицы («горячая» модель). К толкованию механизмов образования подобных сгустков адронной материи в ядрах следует подходить с позиций современной теории сильных взаимодействий – КХД. Важно отметить то обстоятельство, что в кумулятивных процессах могут реализовываться локальные свойства адронной материи, независимые от пространственной протяженности ядерной среды, когда ее плотность постоянна. Если кумулятивный эффект является результатом взаимодействия с многокварковыми конфигурациями в ядрах, то существенной характеристикой такого процесса,

как и при взаимодействии элементарных частиц, должна быть масштабная инвариантность, которая проявляется в независимости инвариантных сечений от энергии столкновения.

Допуская в соответствии с «холодными» моделями, что мультикварковая конфигурация является виртуальным образованием в холодной ядерной материи, можно попытаться восстановить импульсный спектр конstituентов этого объекта путем регистрации спектаторных частиц-продуктов его фрагментации, т.е. восстановить кварк-партонную структурную функцию ядра в высокоимпульсной области, что чрезвычайно важно для дальнейшего развития теории сильных взаимодействий.

До выполнения нами нескольких работ по образованию кумулятивных частиц [140. С. 741–743; 141. С. 2028–2029; 142. С. 159–164; 143. С. 1052–1055] существовало огромное число работ [см. например, работ [144. С. 521–523; 145. С. 461–463; 146. С. 337–346; 147. С. 1266–1278; 148. С. 1–11; 149. С. 1–11; 150. С. 1–11], в основном, полученных методикой электронного эксперимента. Недавно появилось несколько работ [151. С. 733–739; 152. С. 1974–1981; 153. С. 260–264; 154. С. 486–492; 155. 77–84], выполненных в условиях полной геометрии и посвященных исследованию образования кумулятивных пионов и ядер с массовыми числами $A = 2-4$. В этих работах впервые определены инвариантные сечения и «температуры» кумулятивных ядер с массовыми числами $A = 2-4$ в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 ГэВ/с на нуклон. Проведен сравнительный анализ характеристик событий с образованием кумулятивных ядер с массовыми числами $A=2\div 4$ и событий без образования кумулятивных ядер. Результаты сравнения обнаружили значительные отличия кумулятивных и некумулятивных событий. В частности, средняя множественность ядер с $A=2\div 4$ в событиях с выходом кумулятивных ядер с $A=2\div 4$ соответственно оказалась существенно выше соответствующих множественностей в некумулятивных событиях. Определен вклад процессов поглощения медленных пионов α -кластерами в ядрах в образование

кумулятивных дейтронов. Получено что около трети, $(31 \pm 6\%)$, кумулятивных дейтронов с кинетическими энергиями $T = (40 \div 120)$ МэВ в системе покоя ядра кислорода в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон образуется в процессах распада α -кластеров в результате поглощения ими медленных пионов в ядрах. Инклюзивное сечение образования кумулятивных дейтронов в процессах распада α -кластеров в результате поглощения ими медленных пионов в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с оказалось равным 1.6 ± 0.3 мбн. Показано, что ядерная модель слияния не описывает спектры инвариантных сечений кумулятивных ядер с массовыми числами $A = 2-4$, образованных в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.

К настоящему времени по кумулятивному рождению частиц накоплен огромный экспериментальный материал и установлены общие закономерности этого явления, например, «ядерный скейлинг». Он состоит в постоянстве и независимости наклонов энергетических спектров кумулятивных частиц при фиксированном угле наблюдения от энергии и типа частиц пучка и массового числа (A) ядра-мишени. Также было установлено, что величина инвариантных сечений не зависит от типа кумулятивной частицы, если сечения представлены в зависимости от кумулятивной переменной β и кумулятивные частицы имеют «валентное» происхождение (т.е. имеют в своем составе валентные кварки нуклонов ядра).

Как указывалось выше, что основная часть экспериментальных данных получена в электронных экспериментах, как правило, при малых телесных углах вылета кумулятивных частиц, далеких от полной 4π -геометрии. В связи с этим, естественно, не все утверждения, полученные в этих условиях, могут быть подтверждены в экспериментах с полной геометрией. Конечно, имеются некоторые работы, выполненные в условиях полной геометрии, однако, из-за ограниченной статистики они, в основном, качественно подтверждают выводы электронных экспериментов.

В связи с этим мы исследовали образование кумулятивных протонов при большей статистике экспериментального материала, в условиях 4 π -геометрии и единой методикой. Хотелось бы отметить также, что до сих пор нет ни одной работы, в которых образование кумулятивных частиц исследовалось бы совместно с рождением различных фрагментов ядра. Оставался открытым вопрос о механизме образования кумулятивных частиц, хотя уже известно, что модели, не предполагающие об образовании флуктонов в ядерной среде, не в состоянии описать спектры кумулятивных частиц как по кумулятивному числу β , так и инвариантную структурную функцию протонов по кинетической энергии. Также оставался открытым вопрос о том, что флуктоны могут образоваться за счет флуктуации плотности ядерной мишени («холодная модель») или под действием налетающего адрона или ядра («горячая модель»). Не было исследовано зависимость среднего числа кумулятивных частиц от типа снаряда и мишени. Не была определена роль конститuentных кварков налетающего адрона в процессах образования кумулятивных частиц. Все на эти вопросы нами впервые были найдены аргументированные ответы.

В настоящей главе будут представлены результаты систематических исследований процессов образования кумулятивных протонов и сделаны заключения о предпочтительности отдельных теоретических сценариев их формирования в ^{16}O -столкновениях при 3.25 А ГэВ/с, в π^- -С-столкновениях при 40 ГэВ/с, p -С-взаимодействиях при 4.2 и 9.9 ГэВ/с, ^4He -С- и СС-столкновениях 4.2 А ГэВ/с, а также в p -Ne-взаимодействиях при 300 ГэВ/с.

5.1. Инклюзивные сечения и инвариантные структурные функции кумулятивных протонов

К кумулятивным относились протоны, летящие в заднюю полусферу с параметром $\beta \geq 1.2$, где $\beta = (E - pc \cos \theta) / m_n$ (E – полная энергия, p – полный

импульс, ϑ – угол вылета рассматриваемого протона, m_n – масса нуклона). Нижняя граница обрезания по импульсу связана с необходимостью исключения испарительных протонов, появляющихся существенно позже акта взаимодействия в процессе термализации остаточного ядра. Данная граница различна для разных по массе фрагментирующих ядер. Для ядра углерода верхняя граница импульсов Ферми составляет 0.2 ГэВ/с, кислорода и неона – 0.22 ГэВ/с.

Параметр β фактически является выраженным в нуклонной массе ожидаемым размером мишени (нуклонной ассоциации). Случай, когда $\beta = 1$, означает взаимодействие на отдельном нуклоне. Далее мы обсудим результаты анализа образования кумулятивных протонов в ^{16}O -столкновениях при 3.25 А ГэВ/с, в π^- -С-столкновениях при 40 ГэВ/с, p -С-взаимодействиях при 4.2 и 9.9 ГэВ/с, ^4He -С- и СС-столкновениях 4.2 А ГэВ/с, а также в p -Ne-взаимодействиях при 300 ГэВ/с.

В качестве примера на рис. 5.1 приведены инклюзивные сечения протонов в зависимости от кумулятивного числа β в области $\beta > 1.2$ для СС- и π^- -С-столкновений при импульсах 4.2 А ГэВ/с и 40 ГэВ/с соответственно, а на рис. 5.2 – инвариантные структурные функции для p -Ne-взаимодействий при 300 ГэВ/с и ^{16}O -столкновений при 3.25 А ГэВ/с; прямыми линиями показаны результаты аппроксимации экспериментальных данных зависимостью вида

$$f(\beta) = a \exp(-b\beta). \quad (5.1)$$

Результаты аппроксимации всех экспериментальных данных по распределению протонов по числу β в соответствии с выражением (5.1) приведены в табл. 5.1.

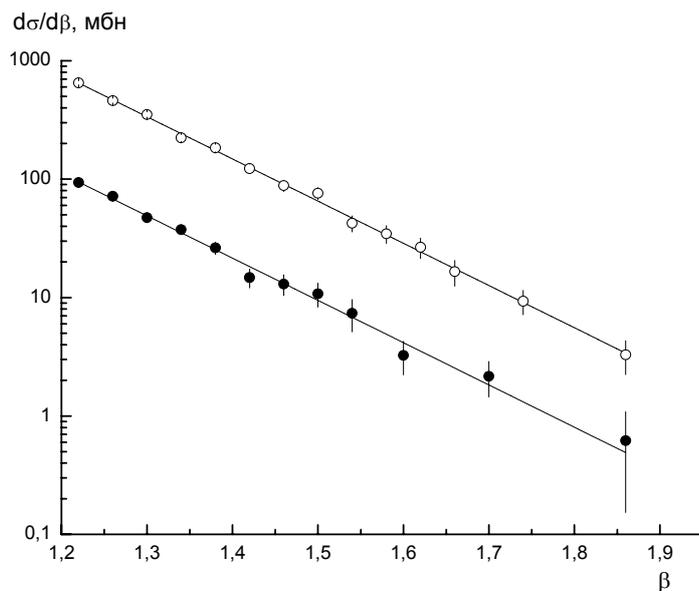
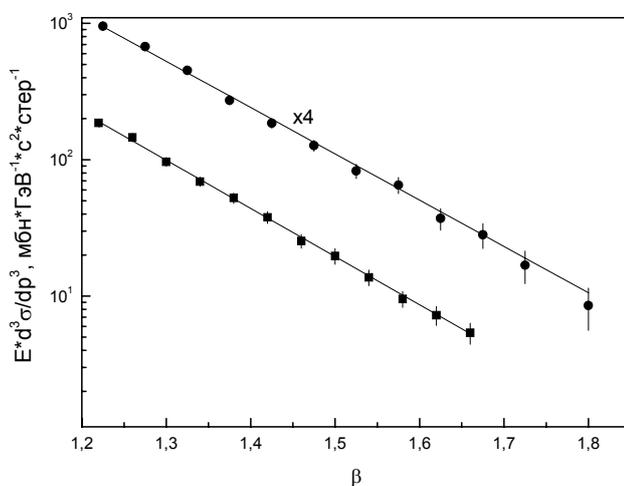


Рис. 5.1. Инклюзивные сечения протонов как функция кумулятивного числа β для π^-C - и CC -соударений при 40 ГэВ/с (●) и 4.2 А ГэВ/с (○) соответственно



Прямые линии – результаты аппроксимации экспериментальных данных выражением (5.1)

Рис. 5.2. Инвариантная структурная функция кумулятивных протонов в зависимости от кумулятивного числа β для $p^{20}\text{Ne}$ - (●) и $^{16}\text{O}p$ - (■)соударений

Таблица 5.1

**Параметры наклона в параметризации (5.1), тип соударений и
число событий**

Тип взаимодействия, $P_0(\text{ГэВ}/c)$	Число событий	Параметр наклона, b	$\chi^2/\text{ст.св.}$
$\pi^-C, 40.0$	15 165	8.18 ± 0.26	1.1
$pC, 4.2$	6 817	8.09 ± 0.49	1.0
$pC, 9.9$	19 331	8.10 ± 0.25	0.9
${}^4\text{He}C, 4.2 A$	11 974	8.00 ± 0.28	1.2
$CC, 4.2 A$	20 527	8.14 ± 0.20	0.4
${}^{16}\text{O}p, 3.25 A$	12367	8.13 ± 0.21	0.4
$p^{20}\text{Ne}, 300$	4990	7.99 ± 0.18	0.8

Видно, что значения параметров наклона b в пределах статистических погрешностей совпадают между собой для всех рассматриваемых типов соударений и первичных энергий. Средняя величина b по всем рассматриваемым ансамблям составляет 8.1 ± 0.1 . Интересно отметить тот факт, что не только инвариантные инклюзивные сечения образования кумулятивных протонов в зависимости от кумулятивного числа β имеют экспоненциальный характер, но и распределения протонов по β также имеют тот же характер.

Таким образом, можно заключить, что механизм образования кумулятивных протонов не зависит ни от типа снаряда, ни от первичной энергии.

5.2. Средние множественности кумулятивных протонов в кумулятивных событиях

В табл. 5.2 приведены средние множественности кумулятивных протонов в кумулятивных событиях для $^{16}\text{O}p$ -сударений при 3.25 А ГэВ/с, π^-C -соударений при 40 ГэВ/с, pC -взаимодействий при 4.2 и 9.9 ГэВ/с, $^4\text{He}C$ -и CC -столкновений при 4.2 А ГэВ/с, а также $p\text{Ne}$ -взаимодействий при 300 ГэВ/с.

Средние множественности кумулятивных протонов в кумулятивных $^{16}\text{O}p$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -событиях оказались равными 1.11 ± 0.02 и 1.16 ± 0.3 соответственно, в то время как во взаимодействиях π^- -мезонов, протонов, α -частиц и ядер углерода с ядрами углерода (независимо от типа налетающей частицы) эта величина равна 1.05 ± 0.01 . Предварительный анализ образования кумулятивных протонов в CTa -соударениях при 4.2 А ГэВ/с дал значение ее средней множественности в кумулятивных событиях, равное 1.80 ± 0.06 . Таким образом, средняя множественность кумулятивных протонов в кумулятивных событиях слабо растет с увеличением массового числа фрагментирующего ядра.

Таблица 5.2

Среднее число кумулятивных протонов в событиях с образованием кумулятивного протона

Тип взаимодействия, P_0 , ГэВ/с	Число событий	Среднее число кумулятивных протонов
π^-C , 40.0	15 165	1.06 ± 0.03
pC , 4.2	6 817	1.04 ± 0.03
pC , 9.9	19 331	1.06 ± 0.03
$^4\text{He}C$, 4.2 А	11 974	1.06 ± 0.05
CC , 4.2 А	20 527	1.05 ± 0.04
$^{16}\text{O}p$, 3.25 А	12367	1.11 ± 0.02
$p^{20}\text{Ne}$, 300	4990	1.16 ± 0.3

Для изучения A -зависимости средней множественности кумулятивных протонов мы аппроксимировали ее выражением:

$$\langle n_{\text{cum}} \rangle = a + A^\alpha$$

где A – массовое число фрагментирующего ядра,
 a – и α – параметры фитирования.

Аппроксимация экспериментальных данных дало значение $a = -0.41 \pm 0.01$ и $\alpha = 0.15 \pm 0.01$ при уровне достоверности более 99%. Если же аппроксимировать зависимость средней множественности кумулятивных протонов функцией:

$$\langle n_{\text{cum}} \rangle = a + Z^\alpha$$

от числа протонов (порядкового номера – Z) фрагментирующего ядра, то значения параметров получаются равными $a = -0.32 \pm 0.01$ и $\alpha = 0.17 \pm 0.01$ также при уровне достоверности более 99%. Интересно отметить, что в обеих аппроксимациях значения показателей степени близки к величине $1/6$, существенно отличающейся от значения $2/3$, характерного для A -зависимости средних множественностей всех протонов. Поскольку образование кумулятивных протонов связано с числом флуктуаций ядерной плотности, которое в свою очередь пропорционально дисперсии средней множественности, то во взаимодействующей с налетающей частицей «трубке» фрагментирующего ядра размером $\sim A^{1/3}$ число таких флуктуаций будет пропорционально $\langle n \rangle^{1/2}$, а среднее число кумулятивных протонов будет пропорционально $\sim A^{1/6}$. Таким образом, исследование A -зависимости образования кумулятивных протонов позволяет сделать вывод о реальном сценарии их происхождения. В данном случае характер A -зависимости подтверждает сценарий их «холодного» образования, основанного на существовании флуктонов. Другим веским аргументом в пользу такого сценария служит, как будет продемонстрировано ниже, независимость доли кумулятивных событий от массового числа налетающей частицы или ядра.

5.3. Доли кумулятивных событий в адрон- и ядро-ядерных соударениях

В рассматриваемых выше ансамблях экспериментальных данных были определены доли кумулятивных событий (с образованием кумулятивных протонов), численные значения которых приведены в табл. 5.3.

В табл. 5.3 наряду с характеристиками экспериментального материала, приведены доли событий с образованием кумулятивных протонов в рассматриваемых соударениях. Интригующей особенностью этих данных является два обстоятельства. Во-первых, доля кумулятивных событий оказывается независимой от массового числа налетающей частицы (протон или ядро). Во-вторых, наблюдается указание на чувствительность доли кумулятивных событий к типу налетающей частицы (пион или система барионов).

Таблица 5.3.

Доля событий с кумулятивным протоном как функция типа налетающей частицы

Тип взаимодействия, P_0 , ГэВ/с	Полное число событий	Число событий с кумулятивным протоном	Доля событий с кумулятивным протоном, %
$\pi^{-12}\text{C}$, 40.0	16657	1097	6.6 ± 0.2
$p^{12}\text{C}$, 4.2	6901	699	10.1 ± 0.4
$p^{12}\text{C}$, 9.9	18325	1825	10.0 ± 0.2
${}^4\text{He}^{12}\text{C}$, 4.2 A	12326	1211	9.8 ± 0.3
${}^{12}\text{C}^{12}\text{C}$, 4.2 A	20530	2070	10.1 ± 0.2
${}^{16}\text{O}p$, 3.25 A	12367	1496	12.1 ± 0.4
$p^{20}\text{Ne}$, 300	4990	728	14.6 ± 0.6
CTa, 4.2	2440	1013	41.5 ± 1.5

Отмеченное первое обстоятельство указывает на возможность объединения числа событий с кумулятивным протоном в разных ансамблях данных для вычисления их средней доли для барионных систем (для $p^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ - и ${}^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударений). В нашем случае эта величина равна $10.0 \pm 0.1\%$.

Независимость доли событий с кумулятивным протоном от размеров налетающей барионной системы может указывать на доминирующую роль однократных взаимодействий налетающих частиц с флуктонами, числа которых в соответствии с холодной моделью неизменны в нашем случае (одно и то же ядро-мишень). Поскольку взаимодействие сталкивающихся объектов является однократным, то на его характеристики будут оказывать влияние свойства первичных частиц (например, кварковый состав). Интересно в этом смысле рассмотреть отношение долей кумулятивных событий для пионов и барионных систем. Нетрудно видеть, что это отношение равно 0.66 ± 0.02 , т.е. $2/3$, что в свою очередь совпадает с отношением чисел валентных кварков пиона и протона.

Таким образом, при исследовании A -зависимости долей кумулятивных событий установлены следующие интересные закономерности: а) доля кумулятивных событий для одного и того же фрагментирующего ядра (в нашем случае ядра углерода) оказалась независимой от энергии и массового числа частицы-снаряда (p, α, C) и составила $10.0 \pm 0.1\%$; б) эта доля оказалась чувствительной к типу налетающей частицы (π, p), составив $6.6 \pm 0.3\%$ для π^-C -соударений. Отношение этих долей для πC - и pC - соударений равно $2/3$, отражая отношение чисел валентных кварков в налетающих частицах и указывая на реализацию кумулятивных процессов на кварк-партонном уровне.

5.4. Корреляции множественностей вторичных частиц и фрагментов с выходом кумулятивных протонов в ^{16}O -соударениях

Благодаря условиям эксперимента и качеству измерений данные по ^{16}O -соударениям при $3.25 A$ ГэВ/с позволяют намного глубже исследовать связь выхода кумулятивных протонов с образованием других частиц и фрагментов ядра-снаряда.

В табл. 5.4 приведены средние множественности различных типов частиц и фрагментов в событиях с образованием и без образования кумулятивных протонов, но с числом рожденных протонов $n_p \geq 1$. Такой отбор событий без образования кумулятивных протонов связан с необходимостью рассмотрения близких физических условий формирования вторичных частиц и фрагментов, поскольку в кумулятивных событиях присутствует, по крайней мере, один протон.

Таблица 5.4

Средняя множественность различных типов частиц и ядер, в событиях с $n_p \geq 1$ с образованием и без образования кумулятивных протонов

Тип частицы или фрагмента	$n_{cum}=0$	$n_{cum} \geq 1$	Тип фрагмента	$n_{cum}=0$	$n_{cum} \geq 1$
π^-	0.329 ± 0.006	0.442 ± 0.016	${}^4\text{He}$	0.614 ± 0.011	0.705 ± 0.024
π^+	0.480 ± 0.007	0.470 ± 0.018	$Z_f=3$	0.090 ± 0.003	0.118 ± 0.010
${}^1\text{H}$	2.00 ± 0.02	3.23 ± 0.04	$Z_f=4$	0.049 ± 0.002	0.052 ± 0.006
${}^2\text{H}$	0.360 ± 0.008	0.588 ± 0.0023	$Z_f=5$	0.086 ± 0.003	0.081 ± 0.008
${}^3\text{H}$	0.138 ± 0.004	0.243 ± 0.014	$Z_f=6$	0.212 ± 0.005	0.115 ± 0.009
${}^3\text{He}$	0.136 ± 0.004	0.210 ± 0.013	$Z_f=7$	0.194 ± 0.005	0.041 ± 0.005

Видно, что средние множественности фрагментов с зарядом от 1 до 3 в кумулятивных событиях больше, чем в некумулятивных событиях. Средняя множественность фрагментов с зарядами 4 и 5 в пределах статистических погрешностей не зависит от наличия в событии кумулятивного протона. Средняя множественность фрагментов с зарядами 6 и 7 в событиях с образованием кумулятивного протона меньше, чем в событиях без рождения таких протонов. Особенно сильная отрицательная корреляция наблюдается для фрагментов с зарядом 7, что, по-видимому, связано с сильным влиянием законов сохранения барионного числа и заряда. События с образованием

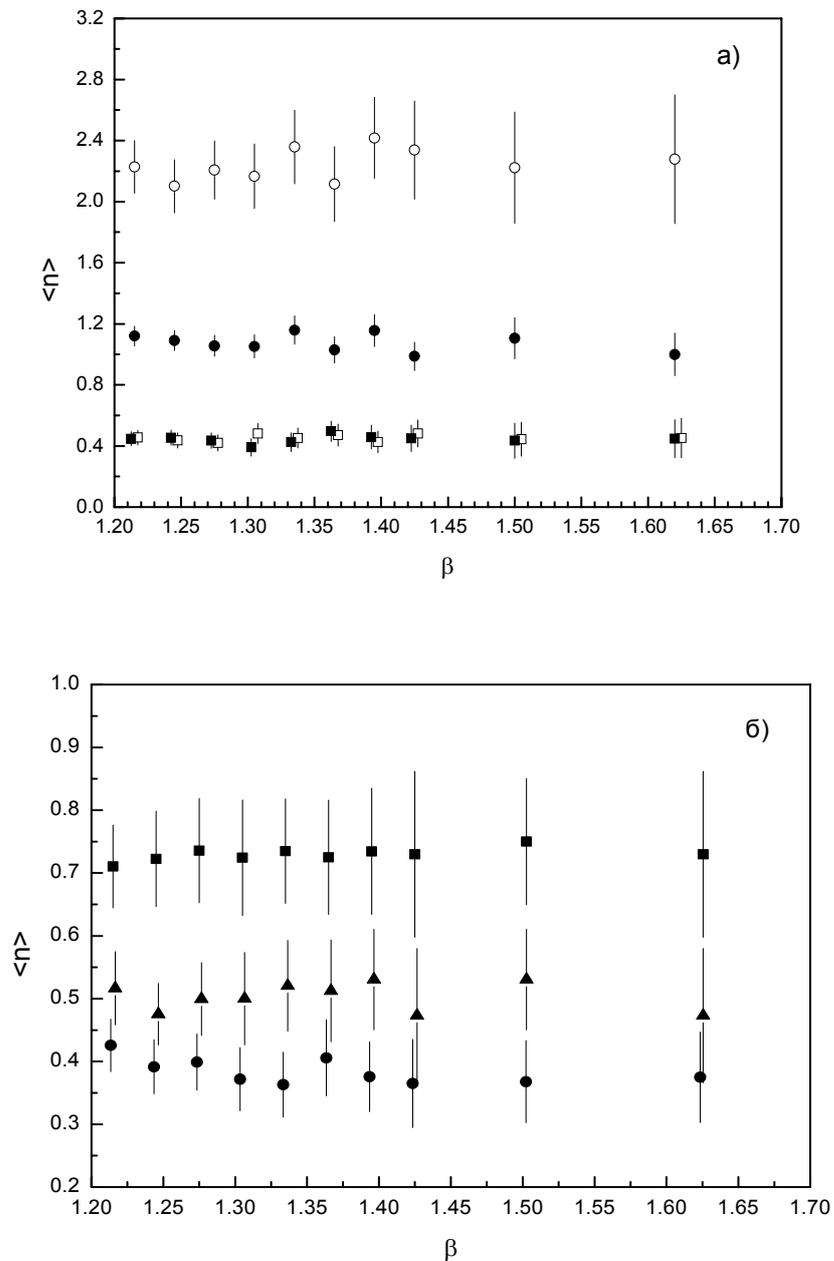
ядра азота и кумулятивного протона в основном реализуются, в результате перезарядки одного и более нейтронов снаряда в протон и π^- -мезон. На это, по-видимому, указывает и рост средней множественности (в ~ 1.4 раза) π^- -мезонов в событиях с образованием кумулятивного протона по сравнению с событиями без образования таких протонов. Средняя множественность π^+ -мезонов в пределах статистических погрешностей не зависит от наличия в событии кумулятивного протона.

Интересно исследовать зависимость средних множественностей вторичных частиц и фрагментов от кумулятивного числа β . На рис.5.3 приведены средние множественности протонов (некумулятивных), дейтронов, π^+ - и π^- -мезонов (а), суммарная множественность ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, а также ядра ${}^4\text{He}$ и ядер с $Z \geq 3$ (б).

Как видно из этих рисунков средняя множественность рассматриваемых частиц в пределах статистических погрешностей не зависит от β кумулятивного протона. Качественно такой же результат был получен и в работе [148. С. 1–11] для средней множественности вторичных пионов, образованных в pC-соударениях при 9.9 ГэВ/с.

Исследование азимутальных корреляций между кумулятивным и некумулятивным протонами может дать полезную информацию о механизме образования первого.

На рис. 5.4 показано распределение по разности азимутальных углов кумулятивного и некумулятивного протонов. Видно, что имеется сильная корреляция, указывающая на тенденцию вылета этих протонов в противоположные стороны азимутальной плоскости. Это является еще одним доказательством того, что кумулятивные протоны образуются за счет взаимодействия первичного адрона с сильно связанной малонуклонной ассоциацией. Аналогичные результаты по азимутальным корреляциям pC-взаимодействиях при 10 ГэВ/с [149. С. 1–11].



а) (точки (●) смещены на 0.5 по оси ординат для улучшения наглядности данных); π^+ (□)- и π^- (■)-мезонов от кумулятивного числа β ; б) средние множественности ядер-фрагментов ${}^4\text{He}$ (■), ядер с $Z \geq 3$ (▲) и объединенной группы трехнуклонных ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ (●)

Рис. 5.3. Зависимость средних множественностей некумулятивных протонов (○), дейтронов (●) и средних множественностей ядер от кумулятивного числа β

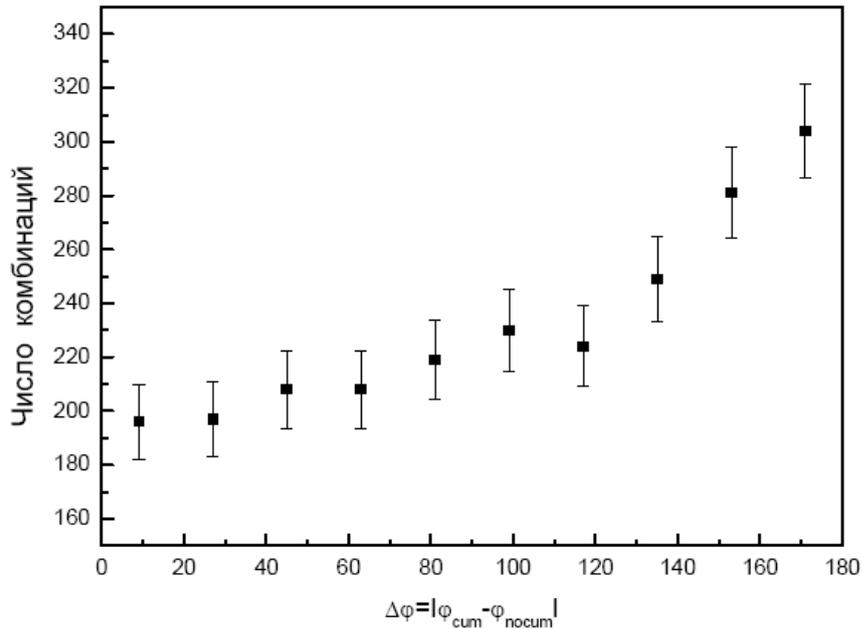


Рис. 5.4. Экспериментальное распределение по разности парных азимутальных углов кумулятивного и некумулятивного протонов

Таким образом, можно заключить, что зависимость инвариантных инклюзивных сечений образования кумулятивных протонов от кумулятивного числа β имеет универсальную закономерность, заключающуюся в независимости, как от первичной энергии, так и массы фрагментирующего ядра. Средние множественности вторичных частиц и фрагментов коррелированы с выходом кумулятивного протона, но в пределах статистических погрешностей не зависят от показателя кумулятивности β .

Выводы по пятой главе

Впервые изучено образование кумулятивных протонов в ^{16}O -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с, в p^{12}C -соударениях при 4.2 ГэВ/с и 9,9 ГэВ/с, в $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с и в p^{20}Ne -соударениях при 300 ГэВ/с, в $\alpha^{12}\text{C}$ - и $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с и получены следующие результаты.

1. Значение параметра наклона распределения инклюзивных сечений протонов по кумулятивному числу β не зависит от типа снаряда, мишени и первичной энергии.

2. Средняя множественность кумулятивных протонов для одного и того же ядра-мишени не зависит от первичной энергии и типа снаряда. Из этого заключения следует, что образование кумулятивных протонов происходит при соударении налетающей частицы или нуклона налетающего ядра с малонуклонными ассоциациями ядра-мишени (флуктонами).

3. Средняя множественность вторичных частиц и фрагментов не зависят от кумулятивного числа протонов β .

4. Зависимость средней множественности кумулятивных протонов от массового числа фрагментирующего ядра имеет степенной вид и дает значения показателей степени близкие к величине $1/6$, существенно отличающейся от значения $2/3$, характерного для A -зависимости средних множественностей всех протонов. Такой характер A -зависимости подтверждает сценарий их «холодного» образования, основанного на существовании флуктонов.

5. Веским аргументом в пользу сценария «холодного» образования кумулятивных протонов служит независимость доли кумулятивных событий от массового числа налетающей частицы или ядра.

6. Средние множественности вторичных частиц и фрагментов коррелированы с выходом кумулятивного протона, но в пределах статистических погрешностей не зависят от показателя кумулятивности β .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Впервые в условиях 4 π -геометрии выполнен систематический анализ образования протонов-фрагментов в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с и показано, что:

- форма импульсного спектра протонов с $p > 0.25$ ГэВ/с (за исключением «испарительных»), вылетающих в переднюю полусферу в системе покоя фрагментирующего ядра не зависит от степени его возбуждения;

- форма импульсного спектра протонов, вылетающих в заднюю полусферу в системе покоя фрагментирующего ядра сильно коррелирована со степенью его возбуждения;

- обнаружена нерегулярность в спектре кинетической энергии быстрых протонов в области $T = 70\text{--}90$ МэВ, обусловленная распадом двухнуклонной системы за счет поглощения ею медленного пиона;

- идентифицированы основные механизмы образования протонов (испарительный механизм, механизм ферми-развала возбужденного ядра-остатка и механизм прямого выбивания протонов в процессе каскадирования) и определены их статистические веса (вклады), которые соответственно составили $(27.4 \pm 0.5)\%$, $(32.0 \pm 0.6)\%$ и $(40.6 \pm 0.7)\%$.

2. На основе анализа инвариантного дифференциального спектра протонов для ^{16}O -взаимодействий при 3.25 А ГэВ/с, $p^{12}\text{C}$ -соударений при 9,9 ГэВ/с, $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с и $p^{20}\text{Ne}$ -соударений при 300 ГэВ/с сделан вывод о том, что механизм образования быстрых протонов, особенно летящих вперед, имеет универсальный характер, выражающийся в его независимости от первичной энергии, сорта налетающей частицы и типа легкого фрагментирующего ядра.

3. Впервые апробирована трехстадийная феноменологическая модель для аналитического описания распределений по множественности протонов в $\pi^{-}\text{C}$ -соударениях при 40 ГэВ/с, $p^{20}\text{Ne}$ -столкновениях при 300 ГэВ/с и ^{16}O -

соударениях при 3.25 А ГэВ/с и определены доли вкладов основных механизмов образования протонов – «испарительного», ферми-развала и прямого выбивания первичным протоном и вторичными частицами. Установлено, что эти доли не зависят от энергии и массового числа фрагментирующего легкого ядра, но чувствительны к типу налетающей частицы (пион или протон), т.е. к числу их валентных кварков. Следует отметить, что значения этих долей для $p^{20}\text{Ne}$ -столкновений при 300 ГэВ/с и ^{16}O p-соударений при 3.25 А ГэВ/с совпадают с таковыми, определенными на основе анализа инвариантной структурной функции протонов, образованных в ^{16}O -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с.

4. В импульсном спектре “дейтронов-вперед” в системе покоя ядра кислорода в области $0.40 < p < 0.55$ ГэВ/с обнаружено «плечо», которое может быть связано с механизмом слияния быстрых каскадных нуклонов, распадами сравнительно быстрых легких фрагментов, а также с прямым квазиупругим выбиванием дейтрона из ядра кислорода протоном. Средние множественности фрагментов коррелируются с наличием дейтрона в событии, но не зависят от механизма образования дейтрона. Модель слияния (коалесценции) успешно описывает импульсный спектр быстрых дейтронов и α -частиц.

5. Выполнено систематическое сравнение экспериментальных данных по фрагментации ядра кислорода в ^{16}O p-соударениях при 3.25 А ГэВ/с с предсказаниями КФИМ. Установлены основные черты КФИМ, требующие изменения аксиоматики и вводимых в модель параметров для улучшения предсказательной силы КФИМ. Показано, что для реалистического описания процессов фрагментации ядер в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях в модели необходим учет как вкладов испарительного механизма (даже для таких легких ядер, как ^{16}O), так и механизма слияния быстрых каскадных нуклонов, а также α -кластерной структуры легких ядер. Доказана

необходимость учета небольшого углового момента, приобретаемого фрагментирующим ядром.

6. Исследовано образование α -частиц в ^{16}O -реакциях и в различных топологических каналах развала ядер кислорода, проанализированы их импульсные и угловые спектры. Разработаны и апробированы феноменологические модели образования α -частиц через нестабильные промежуточные ядра ^8Be , ^9B и возбужденное ядро $^{12}\text{C}^*$. В частности установлено, что:

- доминирующим каналом мультифрагментации является развал ядра кислорода с выходом ядер гелия, часть которых является продуктом распадов короткоживущих ядер ^5Li , ^5He , ^8Be , ^9B и $^{12}\text{C}^*$;

- в каналах образования 3-х и 4-х α -частиц обнаружена коллинеарность, обусловленная распадами нестабильных ядер ^8Be и ^9B ;

- впервые количественно установлены вклады каналов от распада ^8Be , ^9B и возбужденного ядра $^{12}\text{C}^*$ в инклюзивный канал образования α -частиц;

- вклад распада возбужденных ядер $^{12}\text{C}^*$ в канал образования 3-х α -частиц составляет около 38% сечения этого канала, а оставшаяся часть сечения канала реализуется через прямой ферми-развал или квазиупругое выбивание одного α -кластера из слабо связанного ядра-остатка, содержащего три α -частицы;

- анализом угловых спектров двух-, трех- и четырехнуклонных фрагментов получено указание на наличие углового момента у фрагментирующего ядра остатка; эффект усиливается при переходе от легкого к более тяжелым фрагментам.

7. Впервые в условиях полной геометрии измерены сечения образования стабильных и нестабильных изотопов с зарядом $Z=1-8$ в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Показано, что сечения образования зеркальных ядер с массовыми числами, различающимися на $\Delta A=\pm 1$ от основного массового

числа, определяемого как $A=2Z$, в пределах статистических погрешностей совпадают. В пределах статистических погрешностей также совпадают сечения выходов нестабильного изотопа ${}^9\text{B}$ и зеркального ему стабильного изотопа ${}^9\text{Be}$. Наблюдаемая закономерность распространяется так же на зеркальные ядра (${}^{15}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$), образовавшиеся в результате потери одного нуклона исходного ядра ${}^{16}\text{O}$ в периферических соударениях с протоном-мишенью.

8. Впервые изучено образование кумулятивных протонов в ${}^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с, в $p^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 ГэВ/с и 9,9 ГэВ/с, в $p^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с и в $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 300 ГэВ/с, в $\alpha^{12}\text{C}$ - и ${}^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с и показано, что:

- значение параметра наклона распределений инвариантных инклюзивных сечений образования кумулятивных протонов по кумулятивному числу β показывает универсальный характер («ядерный скейлинг»), заключающийся в его независимости от типа снаряда, мишени и первичной энергии;

- установлена независимость средней множественности кумулятивных протонов в кумулятивных событиях для одного и того же ядра-мишени от первичной энергии и типа снаряда. Показано, что образование кумулятивных протонов происходит по сценарию «холодной» модели. Аргументом в пользу этого сценария образования кумулятивных протонов служит независимость доли кумулятивных событий от массового числа налетающей частицы или ядра.

- установлено отсутствие корреляций между механизмами образования кумулятивных протонов и вторичных частиц и фрагментов;

9. Установлена независимость механизмов формирования легких фрагментов. Наблюдаемые в эксперименте корреляционные явления являются следствием действия законов сохранения энергии-импульса, электрического и барионного зарядов в процессах фрагментации ядер.

Общий итог проведенных работ сводится к систематическому и комплексному исследованию процессов фрагментации легких ядер в широком диапазоне первичных энергий с помощью единой методики. Подавляющая часть данных, включенных в эту диссертацию, получена впервые, и эти данные позволяют глубже и детальнее понять особенности и свойства ядер, фрагментирующихся под действием частиц высоких энергий и релятивистских ядер.

Практические рекомендации: Областью применения результатов данной диссертационной работы является релятивистская ядерная физика, а также моделирование основ радиационной защиты окружающей среды, в том числе космических кораблей длительного полета.

Результаты диссертационной работы дают обширный фактический материал для проверки теоретических моделей и подходов к проблеме фрагментации ядер в адрон- и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях и могут быть использованы для построения теории сильного взаимодействия, а также при планировании и проведении новых экспериментов на ускорителях ионов.

Данные о сечениях образования стабильных и нестабильных изотопов ядра кислорода могут найти также свое применение в космофизических исследованиях.

Использование в науке полученных научных выводов: Экспериментальные данные по сечениям образования нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ и методы определения их вкладов в инклюзивное сечение образования α -частиц использованы в рамках Международного сотрудничества по программе BECQUEREL при моделировании и планировании эксперимента по исследованию кластерных структур легких ядер в периферических взаимодействиях ядер с ядерной фотоэмульсией (на Нуклотроне Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Россия). Результаты работы по фрагментации ядер кислорода, в том числе данные о

сечениях образования стабильных и нестабильных изотопов ядра кислорода, а также по моделированию и феноменологическому анализу распадов промежуточных нестабильных ядер, использованы при планировании новых экспериментов с использованием ускорителя Нуклотрон (ОИЯИ, г. Дубна) и COSY (Jülich, Germany) в проектах для определения спиновой зависимости части амплитуды перезарядки NP-рассеяния.

В диссертационной работе выполнен систематический и комплексный анализ процессов фрагментации легких ядер в широком диапазоне первичных энергий с помощью единой методики. Основная часть экспериментальных результатов является пионерской в изучении фрагментации легких ядер – ^{12}C , ^{16}O и ^{20}Ne . Они позволяют глубже и детальнее понять особенности и свойства ядер, а также влияние исходной структуры фрагментирующих под действием частиц высоких энергий и релятивистских ядер. Полученные в диссертационной работе материалы опубликованы в 18 научных статьях, 6 из которых – в реферируемых зарубежных физических журналах и неоднократно докладывались на Международных и Республиканских конференциях. Результаты диссертации цитируются в более 60 научных публикациях по экспериментальной ядерной физике.

В заключение я выражаю глубокую признательность научному консультанту академику Б.С. Юлдашеву, д.ф.-м.н., профессору С.Л. Лутпуллаеву и д.ф.-м.н. К. Олимову за активное участие в постановке научной задачи и стимулирующее обсуждение результатов исследования, профессору А.А. Юлдашеву за решение многочисленных задач методического характера, к.ф.-м.н. В.В. Луговому и В.И. Петрову за помощь в реализации отдельных аспектов работы, М.Ю. Кратенко, Д.А. Каршиеву, Х.К.Олимову и А. Усарову и другим коллегам по Лаборатории множественных процессов ФТИ НПО «Физика-Солнце» АН РУз за деятельное участие в получении и обработке экспериментального материала.

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ

1А. Юлдашев Б.С., Белов М.А., Базаров Э.Х., Липин В.Д., Лутпуллаев С.Л., Ш.З. Насыров, Олимов К., Юлдашев А.А. Некоторые особенности фрагментации ядра кислорода во взаимодействиях с протоном при 3.25 А ГэВ/с// Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент, 2002. – №3. – С. 16-19.

2А. Юлдашев Б.С., Базаров Э.Х., Глаголев В.В., Липин В.Д., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Олимов Х.К., Юлдашев А.А. Особенности энергетических характеристик протонов-фрагментов, образованных в ^{16}O -взаимодействиях при высоких энергиях// Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент, 2003. – №1. – С. 32-35.

3А. Базаров Э.Х., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Хамидов Х.Ш., Юлдашев А.А., Юлдашев Б.С. Образование дейтронов в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент, 2004. – №3. – С.27-30.

4А. Базаров Э.Х. Корреляции в рождениях дейтронов и вторичных фрагментов в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2004. – № 2(6). – С. 87-90.

5А. Базаров Э.Х. Об энергетическом спектре протонов, образованных в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 2005. – №9 (68). – С.1611-1613; Bazarov E.Kh. On the Energy Spectrum of Protons Produced in ^{16}O Collisions at a Momentum of 3.25 GeV/c per Nucleon// Physics of Atomic Nuclei. – Moscow, 2005. – vol.68, N 9. – pp. 1551-1553.

6А. Базаров Э.Х., Глаголев В.В., Луговой В.В., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Петров В.И., Юлдашев А.А., Юлдашев Б.С. О сечениях образования стабильных и нестабильных изотопов с зарядом от 1 до 8 в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – Москва, 2005. – т. 81. – С.174-176; Bazarov E.Kh., Glagolev V.V.,

Lugovoy V.V., Lutpullaev S.L., Olimov K., Petrov V.I., Yuldashev A.A., Yuldashev B.S. Cross sections for the production of stable and unstable isotopes with charge numbers from one to eight in $^{16}\text{O}p$ collisions at 3.25 A GeV/c// Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. – Moscow, 2005.– vol. 81, N 4. – pp. 140-142.

7А. Базаров Э.Х., Лутпуллаев С.Л., Олимов К. Петров В.И., Хамидов Х.Ш., Юлдашев Б.С., Каршиев Д.А. Образование кумулятивных протонов в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2005. – №3(7). – С. 159 -164.

8А. Базаров Э.Х. Об источниках образования α -частиц в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная физика. Москва, 2006. – №1 (69). - С.170-171; Bazarov E.Kh. Sources of Alpha-Particle Production Production in $^{16}\text{O}p$ Collisions at 3.25 GeV/c per Nucleon// Physics of Atomic Nuclei. – Moscow, 2006. – №1 (69). – pp. 165-167.

9А. Бекмирзаев Р.Н., Базаров Э.Х., Игамкулов З.А., Олимов К., Петров В.И., Тугалов Ф., Хамидов Х.Ш., Шукуров Э.Х., Юлдашев Б.С. Особенности импульсного спектра протонов в $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 300 ГэВ/с // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент, 2007. – №5. – С. 26-29.

10А. Базаров Э.Х. Образование ядер ^4He в различных топологических канна-лах в $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с // Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2007. – №2 (9). – С. 94-97.

11А. Олимов К., Базаров Э.Х., Бекмирзаев Р.Н., Лутпуллаев С.Л., Олимов А.К., Петров В.И., Саттаров А.Р., Хамидов Х.Ш., Юлдашев Б.С. К вопросу об образовании кумулятивных протонов во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях // Ядерная физика. – Москва, 2007. – №4 (70). – С.741-743; Olimov K., Bazarov E.Kh., Bekmirzaev R.N., Lutpullaev S.L., Olimov A.K., Petrov V.I., Sattarov A.R., Khamidov Kh.Sh., Yuldashev B.S. Production of Cumulative Protons in High-Energy Hadron-

Nucleus and Nucleus-Nucleus Interactions// Physics of Atomic Nuclei. – Moscow, 2007. – №4 (70). – pp. 709-711.

12А. Олимов К., Лутпуллаев С.Л., Петров В.И., Базаров Э.Х., Юлдашев Б.С. К образованию кумулятивных протонов в соударениях адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях // Ядерная физика. – Москва, 2007. – №4 (70). – С.2028-2029; Olimov K, Lutpullaev S.L., Petrov V.I., Bazarov E.Kh, Yuldashev B.S. On the Production of Cumulative Protons in High-Energy Hadron–Nucleus and Nucleus—Nucleus Collisions // Physics of Atomic Nuclei. – Moscow, 2007. – vol. 70, N11. – pp. 1980-1981.

13А. Базаров Э.Х. Образование кумулятивных протонов в высокоэнергичных ^{16}O - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях // Украинский физический журнал. – Киев, 2007. – №11(52). – С.1052-1055; Bazarov E.Kh. Production of cumulative protons at high-energy ^{16}O - and $p^{20}\text{Ne}$ -collisions // Ukrainian Journal of Physics. – Kiev, 2007. – vol. 52, N11. – pp. 1052-1055.

14А. Базаров Э.Х. О вкладах механизмов образования протонов в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях// Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2007. – №4 (9). – С.286-288.

15А. Базаров Э.Х. Импульсное и угловое распределения дейтронов в ^{16}O -соударениях при импульсе 3.25 А ГэВ/с// Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2008. – №1(10). – С. 5-9.

16А. Базаров Э., Каршиев Д., Юлдашев Б.С., Олимов К., Кратенко М.Ю., Луговой В.В., Лутпуллаев С.Л., Петров В.И., Юлдашев А.А. О сечениях выхода промежуточных нестабильных ядер ^8Be , ^9B и возбужденных ядер $^{12}\text{C}^*$ в каналах с образованием ядер ^4He в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2011. – №5(13). – С.311-315.

17А. Юлдашев Б.С., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Базаров Э., Каршиев Д.А. О механизмах образования протонов и дейтронов в ^{16}O -соударениях

при 3.25 ГэВ/с на нуклон// Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент, 2012. –№1. – С. 30-33.

18А. Юлдашев Б.С., Базаров Э.Х., Каршиев Д.А., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Петров В.И., Турдалиев К.Т., Юлдашев А.А. Сравнительный анализ реакций с образованием зеркальных ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ в ${}^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент, 2013. – №5. – С. 13-15.

19А. Bazarov E. Kh., Glagolev V.V., Ismatov E.I., Karshiev D.A., Turumov E., Lugovoi V.V., Luttpullaev S.L., Olimov K., Yuldashev A.A., Yuldashev B.S., Fazilov M.I. 3 and 4 α -Particles Production Channels in the ${}^{16}\text{O}$ -Collisions at 3.25 A GeV/c and the Isotropic Phase space Model // Modern Problems of Nuclear Physics: Book of abstracts the fifth Intern. Conf. 12-15 August 2003 in Samarqand. – Tashkent, 2003. – pp.57.

20А. Bazarov E.Kh., Luttpullaev S.L., Olimov K., Yuldashev A.A. Fragmentation of Relativistic Oxygen Nuclei in Interactions with Protons // Modern Problems of Nuclear Physics: Book of abstracts the fifth Intern. Conf. 12-15 August 2003 in Samarqand. – Tashkent: 2003. – pp.72.

21А. Bazarov E.Kh., Luttpullaev S.L., Olimov K., Yuldashev A.A., Yuldashev B.S. Peculiarities of the Oxygen Nuclei Fragmentation in the Peripheral Interaction with Proton at 3.25 A GeV/c // Modern Problems of Nuclear Physics: Book of abstracts the fifth Intern. Conf. 12-15 August 2003 in Samarqand. – Tashkent, 2003. – pp.74.

22А. Базаров Э.Х. Корреляция степени возбуждения фрагментирующего ядра с импульсным спектром протонов в ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с // Фундаментальные и прикладные вопросы физики: Труды Межд. конф. 18-19 ноября 2004. – Ташкент, 2004. – С.19.

23А. Olimov K., Luttpullaev, S.L. Olimov Kh.K., Petrov V.I., Yuldashev A.A., Yuldashev B.S., Bazarov E.Kh. Recent Results on Investigation of ${}^{16}\text{O}$ Collisions at 3.25 A GeV/c// Modern Problems of Nuclear Physics: Book of

abstracts of the sixth Intern. Conf. 19-22 September 2006 in Tashkent. – Tashkent, 2006. – pp.38-40.

24A. Bazarov E.Kh., Olimov K., Karshiev D.A., Yuldashev B.S. Inclusive Production of Deuterons in $^{16}\text{O}p$ -Interactions at 3.25 A GeV/c // Modern Problems of Nuclear Physics: Book of abstracts of the sixth Intern. Conf. 19-22 September 2006 in Tashkent. – Tashkent, 2006. – pp.108-109.

25A. Bazarov E.Kh., Olimov K., Petrov V.I., Lutpullaev S.L. Formation of Proton-Fragments in Hadron-Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions at High Energies // Modern Problems of Nuclear Physics: Book of abstracts of the sixth Intern. Conf. 19-22 September 2006 in Tashkent. – Tashkent, 2006. – pp. 109-110.

26A. Юлдашев Б.С., Лутпуллаев С.Л., Базаров Э., Каршиев Д., Олимов К. О механизмах образования протонов и дейтронов в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с // Препринт ИЯФ АН РУ. – Ташкент, 2011. –№ Р-7-698. – 10 с.

27A. Bazarov E.Kh., Yuldashev B.S., Lutpullaev S.L., Olimov K., Yuldashev A.A., Karshiev D.A. Study of momentum spectrum of protons at different degrees of excitation in $^{16}\text{O}p$ -Interactions at 3.25 A GeV/c // Nuclear Science and its Application: Book of abstracts of the VII Eurasian Conf. 25-28 September 2012 Samarkand. – Tashkent, 2012. – pp.120-121.

28A. Bazarov E.Kh., Yuldashev B.S., Lutpullaev S.L., Olimov K., Yuldashev A.A., Karshiev D.A. Energy spectra of protons produced in $^{16}\text{O}p$ -Interactions at 3.25 A GeV/c // Nuclear Science and its Application: Book of abstracts of the VII Eurasian Conf. 25-28 September 2012 Samarkand. – Tashkent, 2012. – pp.121-122.

29A. Базаров Э.Х., Юлдашев Б.С., Каршиев Д.А., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Петров В.И, Турдалиев К.Т., Юлдашев А.А.. Сравнительный анализ реакций с образованием зеркальных ядер ^7Li и ^7Be в $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с// Препринт ИЯФ АН РУз. – Ташкент, 2013. –№ Р-7-705. – 8 с.

30А. Юлдашев Б.С., Юлдашев А.А., Лутпуллаев С.Л., Базаров Э.Х., Каршиев Д.А. Характеристики каналов с образованием зеркальных ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}$ в ${}^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с// *Фундаментальные и прикладные вопросы физики: Сборник трудов межд. конф. 14-15 ноября 2013.* – Ташкент, 2013. – С.24-26.

31А. Юлдашев Б.С., Глаголев В.В., Лутпуллаев С.Л., Базаров Э.Х., Каршиев Д.А., Олимов К., Петров В.И. Образование зеркальных ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}$ в ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3,25 А·ГэВ/с// XII конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям: Тез. докл. 17-21 марта 2014. – Харьков, 2014. – С.41.

32А. Bazarov E.H., Yuldashev B.S., Lutpullaev S.L., Olimov K., Petrov V.I. Production of cumulative protons in hadron and nucleus-nucleus collisions at high energies// “NUCLEUS 2014” Fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technologies: Book of abstracts of LXIV Intern. Conf. 1 - 4 jule 2014. – Minsk,2014. – p.106.

33А. Базаров Э.Х., Каршиев Д.А., Турдалиев К.Т., Юлдашев Б.С. К вопросу об образовании протонов и α -частиц в ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Препринт ИЯФ АН РУз. – Ташкент 2014. – P-7-709. – С.16.

34А. Yuldashev B.S., Bazarov E.Kh., Lutpullaev S.L., Olimov K., Petrov V.I., Cumulative protons ih hadron-nucleus and nucleus-nucleus interactions// XXII international Baldin seminar on High Energies Physics Problems: Proceedings of Science. – Dubna (Russia), 2014. – 8 p.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. – М.: Атомиздат, 1972. – 648 с.
2. Барашенков В.С., Ильинов А.С., Соболевский Н.М., Тонеев В.Д. Взаимодействие частиц и ядер высоких и сверхвысоких энергий с ядрами// Успехи физических наук. – Москва, 1973. – т.109. – С. 91-136.
3. Яковлев Ю.П. Фрагментация ядер под действием частиц и ядер высоких и промежуточных энергий// Физика элементарных частиц и атомного ядра. – Дубна (Россия), 1983. – т.14. – С. 1285-1335.
4. Тонеев В.Д. и др. На пути исследования горячей и сжатой ядерной материи в столкновениях тяжелых ионов// Физика элементарных частиц и атомного ядра. – Дубна (Россия), 1986. – т.17. – С.1093-1156.
5. Randrup J. Nuclear fragmentation: Models and observables// Nuclear Physics. – Amsterdam (Holland), 1989. – vol. 495A. – pp. 245-258.
6. Goldhaber A. S. Statistical models of fragmentation processes// Physics Letters B. – Elsevier (Great Britain), 1974. – vol. 53, N 4. – pp. 306-308.
7. Fechbach H., Huang K. Fragmentation of relativistic heavy ions// Physics Letters B. – Elsevier (Great Britain), 1973. – vol. 47. – pp. 300-306.
8. Олимов К. Множественная генерация частиц в π^- C-соударениях при 4 и 40 ГэВ/с и фрагментация ядер кислорода во взаимодействиях с протоном при 3.25 А ГэВ/с: Автореф. дис. ... докт. физ. –мат. наук. –Ташкент: Институт ядерной физики, 1997. – 36 с.
9. Ботвина А.С., Ланин Л.В., Голубева Е.С., Ильинов А.С. Статистическое моделирование развала легких ядер в адрон-ядерных реакциях// Препринт Института ядерных исследований. – Москва, 1990. – П0657. –15 с.
10. Botvina A.S., Iljnov A.S., Mishustin I.N. Multifragmentation of nucleus on the affect of intermedial energies protons// Nuclear Physics A. – Elsevier (North-Holland), 1990. – vol.507.– pp. 649-674.

11. Ботвина А.С., Мишустин И.Н. Мультифрагментный развал ядер под действием протонов средних энергий//Препринт Объединенного института ядерных исследований.– Дубна, 1989.– № 626.– 23 с.
12. Fermi E. High energy nuclear events// Progress of theoretical physics. – Chicago (USA), 1950. – vol. 5, N 4. – pp. 570-583.
13. Мурзин В.С. Физика космических лучей. – М.: МГУ, 1970. –285 с.
14. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Космические лучи и их взаимодействие. – М.: Атомиздат, 1968. –391 с.
15. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Множественные процессы при высоких энергиях. – М.: Атомиздат, 1974. – 368 с.
16. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Физика адронных процессов. – М.: Энергоатомиздат, 1986. –280 с.
17. Олимов К. Инклюзивные свойства π^\pm -мезонов в неупругих π^- N- и π^- C- взаимодействиях при 4 и 40 ГэВ/с: Автореф. дис. ... канд. физ.- мат. наук. – Ташкент, 1982. – 17 с.
18. Grishin V.G., Kvatadze R.A., Simich L. Inclusive production of meson resonances in multinucleon interactions of π^- -mesons with carbon nuclei at P= 40 GeV/c// Brief messages Joint Institut for Nuclear Research. – Dubna, 1981. – 17p.
19. Юлдашев Б.С. Множественные процессы в нейтрино-ядерных и адрон-ядерных взаимодействиях в интервале энергий (4-300) ГэВ: Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. – Ташкент: Физико-технический институт, 1981. –32 с.
20. Olimov Kh.K., Lutpullaev S.L., Olimov K. Production of Δ^0 and Δ^{++} resonances in collisions of ^4He nuclei with carbon nuclei at 4.2 GeV/c per nucleon// Physical Review C. – American Physical Society, 2007. – vol. 75. – pp. 067901-067907.

21. Olimov Kh.K. Production of baryon resonances in $\pi^-+^{12}\text{C}$ interactions at 40 GeV/c// *Physical Review C*. – American Physical Society, 2007. – 76. – pp.055202-055208.
22. Олимов Х.К. Образование барионных резонансов в соударениях ядер ^4He с ядрами углерода при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон// *Ядерная физика*. – Москва, 2008. – т.71. – С. 94–99.
23. Olimov Kh.K., Lutpullaev S.L., Yuldashev B.S., Huseynaliyev Y.H., Olimov A.K. Production of $\Delta(1232)$ resonances on oxygen nuclei in $^{16}\text{O}+p$ collisions at a momentum of 3.25 GeV/c per nucleon// *European Physical Journal A*. – Springer (Italy), 2010. – vol. 44. – pp. 43-54.
24. Олимов Х.К. Образование Δ изобар на ядрах тантала в СТа-соударениях при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон// *Ядерная физика*. – Москва, 2010. – т.73. – С. 459–466.
25. Olimov Kh.K., Olimov K., Mahnaz Q. Haseeb. Production of $\Delta(1232)$ -resonances in $p^{12}\text{C}$ collisions at a momentum of 4.2 GeV/c// *European Physical Journal A*. – Springer (Italy), 2011. – vol. 47. – pp. 79–84.
26. Olimov Kh.K., Lutpullaev S.L., Olimov K., Olimov A.K., Petrov V.I., Bekmirzaev R.N., Jomuradov D., Allaberdin M.L., Yakubov M.S. Production of baryon resonances in hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions at high energies// In book: *Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics: Proc. of the XIX Intern. Baldin Seminar on High Energy Physics Problems (Dubna, September 29 – October 4, 2008)*. – Dubna: JINR, 2008. – vol. 2 – pp. 352-357.
27. Олимов Х.К., Лутпуллаев С.Л., Олимов К. и др. Образование барионных резонансов в адрон-ядерных и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях// *Узбекский физический журнал*. – Ташкент, 2010. – №1. – С. 29-33.
28. Навотный В.Ш. Взаимодействия ядер кислорода, кремния и серы при релятивистских энергиях с ядерной фотоэмульсией: Автореф. дис. ...

- докт. физ. - мат. наук. – Ташкент: Физико-технический институт, 1993. – 41 с.
29. Лутпуллаев С.Л. Процессы фрагментации ядер в неупругих пион-углеродных и протон-неонных взаимодействиях в интервале (4-300) ГэВ: Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. – Ташкент: Физико-технический институт, 1993. – 31 с.
 30. Машков А.Ю. Взаимодействия ионов золота с ядерной фотоэмульсией при первичной энергии 10.7 ГэВ/нуклон: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. –Ташкент: Институт ядерной физики, 1999. –19 с.
 31. Гуламов К.Г. Исследование множественной генерации частиц в соударениях высокоэнергетических адронов (200-400 ГэВ) и легких ядер (несколько ГэВ/нуклон) с ядрами: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. –Дубна: ОИЯИ, 1980. –225 с.
 32. Heckman H.H., Greiner D.E., Lindstrom P.J. et al. Fragmentation of N^{14} Nuclei at 29 GeV: Inclusive Isotope Spectra at 0° // Physical Review Letters. – American Physical Society (USA), 1972. – vol. 28, N 14. – pp. 926-929.
 33. Heckman H.H., Greiner D.E., Lindstrom P.J. Fragmentation of He^4 , C^{12} , N^{14} , and O^{16} nuclei in nuclear emulsion at 2.1 GeV/nucleon // Physical Review C. – American Physical Society (USA), 1978. – vol.17, N 5. – pp. 1735-1747.
 34. Яковлев Ю.П. Фрагментация ядер под действием частиц высокой энергии// Физика элементарных частиц и атомного ядра. – Дубна, 1977. – т.8. – С. 255–289.
 35. Балдин А.М. Физика релятивистских ядер// Физика элементарных частиц и атомного ядра.– Дубна, 1977. – т.8. – С. 429-477.
 36. Bradnova V. et al. Beryllium (Boron) Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation// Ядерная физика. – Москва, 2003. – т.66, №3. – С. 1694-1698.
 37. Bradnova V. et al. Nuclear Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation // Few-Body Systems. – Springer (Austria), 2004. – vol.14. – pp. 241-244

38. Bradnova V. et al. Nuclear Clustering in Processes of Relativistic Multifragmentation// Nuclear Physics A. – Esevier (North-Holland), 2004. – vol. 734. – pp. E92-E95.
39. Bradnova V. et al. Studies of Light Nucleus Clustering in Relativistic Multifragmentation Processes// Acta Physica Slovaca. – Slovenska Akademia Vied (Slovakia), 2004. – vol. 54, N 4. – pp. 351-365,
40. Адамович М.И. и др. Взаимодействие релятивистских ядер ${}^6\text{Li}$ с ядрами эмульсии// Ядерная физика. Москва, 1999. – т. 62. – С. 1461–1467.
41. Lepekhn F.G. et al. Yields and transverse moments of the ${}^6\text{Li}$ fragments in the emulsion at 4.5 GeV/c per nucleon// European Physical Journal A. – Springer (Italy), 1998. – vol. 1. – p. 137.
42. Adamovich M.I. et al. Dissociation of relativistic ${}^7\text{Li}$ in photoemulsion and structure of ${}^7\text{Li}$ nucleus// Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – Institute of Physics and IOP Publishing Limited (United Kingdom), 2004. – vol. 30. – pp. 1479-1485.
43. Пересадько Н.Г., Фетисов В.Н. и др. Роль ядерного и электромагнитного взаимодействий в когерентной диссоциации релятивистского ядра ${}^7\text{Li}$ по каналу ${}^3\text{H} + {}^4\text{He}$ // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – Москва, 2008. – т. 88. – С. 83.
44. Rukoyatkin P.A. et al. Secondary Nuclear Fragment Beams for Investigations of Relativistic Fragmentation of Light Radioactive Nuclei using Nuclear Photoemulsion at Nuclotron// European Physical Journal ST. – Springer (Italy), 2008. – vol. 162. – pp.267–275.
45. Пересадько Н.Г. и др. Каналы фрагментации релятивистских ядер ${}^7\text{Be}$ в периферических взаимодействиях// Ядерная физика. – Москва, 2007. – т.70, №7. – С.1266-1272.
46. Артеменков Д.А. и др. Особенности фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ в ядерной эмульсии при энергии 1.2А ГэВ// Ядерная физика. – Москва, 2007. – т.70, №7. – С. 1261–1266.

47. Artemenkov D.A. et.al. Detailed Study of Relativistic ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ Fragmentation in Peripheral Collisions in a Nuclear Track Emulsion// Few-Body Systems. – Springer (Austria), 2008. – pp. 273-279.
48. Artemenkov D.F. et.al. Fragmentation of Relativistic Nuclei in Peripheral Interactions in Nuclear Track Emulsion// Nuclear Physics. – Moscow, 2008. – vol. 71. – pp.1595-1599.
49. Лепехин Ф.Г. Выход фрагментов ядра ${}^{10}\text{B}$ // Письма в ЭЧАЯ. – Дубна: ОИЯИ, 2002. – №3. – С.25– 29.
50. Лепехин Ф.Г. Образование и роль ядер ${}^8\text{Be}$ при фрагментации легких ядер// Физика элементарных частиц и атомного ядра. – Дубна: ОИЯИ, 2005. – №36. – С.437-442.
51. Карабова М. и др. Периферическая фрагментация релятивистских ядер ${}^{11}\text{B}$ в ядерной эмульсии// Ядерная физика. – Москва, 2009. – т.72, №2. – С.329-334.
52. Щедрина Т.В. и др. Периферические взаимодействия релятивистских ядер ${}^{14}\text{N}$ с ядрами эмульсии// Ядерная физика. – Москва, 2007. – т.70. – С.1271-1276.
53. Shchedrina T.V., Zarubin P.I. Clustering Features of ${}^{14}\text{N}$ in Relativistic Multifragmentation Process// Nuclear Physics and atomic energy. – Kiev, 2009. – vol.10. – pp. 50-56.
54. Botvina A.S., Glagolev V.V., Gulamov K.G., Lutpullaev S.L., Olimov K., Yuldashev A.A. Multiplicity of charged particles in inelastic interactions of oxygen nuclei with hydrogen at 3.1 A GeV/c// Zeitschrift für Physik A: Hadrons and Nuclei. – Springer-Verlag (Germany), 1994. – vol.345. – pp. 413-424.
55. Glagolev V.V., Gulamov K.G., Lipin V.D. et al. Fragmentation of relativistic oxygen nuclei in interactions with a proton// European Physical Journal A. – Springer (Italy), 2001. – vol.11. – pp. 285-296.

56. Олимов Х.К., Олимов К., Лутпуллаев С.Л., Олимов А.К. Изучение фрагментации ядра кислорода в зависимости от степени его возбуждения при импульсе 3.25 А ГэВ/с// Украинский физический журнал. – Киев, 2007. – № 52. – С. 534–541.
57. Олимов Х.К., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Олимов А.К. Исследование образования фрагментов с зарядом от 1 до 8 в зависимости от степени возбуждения фрагментирующего ядра в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон// Ядерная физика. – Москва, 2008. – т.71. – С. 84–91.
58. Олимов Х.К., Лутпуллаев С.Л., Юлдашев А.А., Олимов А.К., Исматов Е.И. О механизмах образования дейтронов в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон// Украинский физический журнал. – Киев, 2008. – № 53. – С. 9–14.
59. Олимов К., Курбанов А., Лутпуллаев С.Л., Олимов Х.К., Петров В.И., Юлдашев А.А., Глаголев В.В., Шеркулов У.Д. Образование Многонуклонных систем и ядер с массовыми числами 6 и 7 в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон// Ядерная физика. – Москва, 2009. – т.72. – С. 636–641.
60. Олимов К., Глаголев В.В., Лутпуллаев С.Л., Курбанов А., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А. Образование зеркальных ядер ^7Li и ^7Be в $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 2011. – т. 74. – С. 268-271.
61. Олимов К., Лутпуллаев С.Л., Гулямов К.Г., Курбанов А., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А. Образование фрагментов с массовыми числами $A \leq 4$ во взаимодействиях ядер кислорода с протонами при импульсе 3.25 А ГэВ/с// Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент: АН РУз, 2011. – №1. – С. 35–37.
62. Олимов К., Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Лутпуллаев С.Л., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А. Особенности образования дейтронов в $^{16}\text{O}p$ -

- соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 2012. – №1 (75). – С. 51–54.
63. Олимов К., Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Лутпуллаев С.Л., Олимов Х.К., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А. Корреляционные эффекты в образовании ядер ${}^3\text{He}$ в ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 2012. – №3 (75). – С. 293–298.
64. Олимов К., Гуламов К.Г., Лутпуллаев С.Л., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А. Корреляционные эффекты в образовании ядер ${}^3\text{H}$ в ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Доклады Академии наук Республики Узбекистан. Ташкент: АН РУз, 2012. – №2. – С.25–29.
65. Олимов К., Курбанов А.Р., Лутпуллаев С.Л. и др. Образование зеркальных семинуклонных систем и ядер в ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент: АН РУз, 2013. – №6. – С. 28–29.
66. Олимов К., Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Курбанов А.Р., Лутпуллаев С.Л., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А. Образование шестинуклонных систем и ядер в ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 2014. – т.77. – С.349–354.
67. Олимов К., Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Курбанов А., Лутпуллаев С.Л., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А. Сравнительный анализ характеристик каналов образования ядер дейтрона и трития в ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 2014. – т.77. – С.14–19.
68. Олимов К., Гуламов К.Г., Лутпуллаев С.Л. и др. Вклады возбужденных ядер ${}^9\text{B}^*$, и ${}^{10}\text{B}^*$ в образование систем $2^4\text{He}+{}^1\text{H}$ и ${}^6\text{Li}+{}^4\text{He}$ в ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент: АН РУз, 2014. – №5. – С.11-13.
69. Olimov Kh.K., Lutpullaev S.L., Olimov K., Glagolev V.V., Olimov A.K., Sharipova S.A., Haseeb M.Q., Khan I. Formation of multibaryon clusters in

- collisions of high energy hadrons and nuclei with carbon and neon nuclei// International Journal of Modern Physics E. –World Scientific Publishing (Singapore), 2014. – vol. 23. – pp. 1450042–1450048.
70. Олимов К., Лутпуллаев С.Л., Олимов А.К. и др. Образование многопротонных кластеров в α C- и CC-соударениях при 4.2 А ГэВ/с// Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент: АН РУз, 2014. – №2. – С.19-21.
71. Кладницкая Е.Н., Сивоклоков С.Ю. Некоторые методические вопросы измерения импульсов и отбора событий на углеродной мишени из взаимодействий в пропановой пузырьковой камере// Препринт ОИЯИ. – Дубна, 1988. – № P1-88-412. – С. 24.
72. Аллаби Дж.Б., Бушнин Ю.Б., Горин Ю.Л. Полные сечения взаимодействия и сечения поглощения π^- , K^- -мезонов и антипротонов в области импульсов от 20 до 65 ГэВ/с// Ядерная физика.– Москва, 1970.– т.12.– С.538-556.
73. Ангелов Н., Вишневская К.П., Гришин В.Г. и др. Изучение когерентных взаимодействий π^- -мезонов с ядрами углерода при импульсе 40 ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 1976.– т.24. – С.356-360.
74. Агакишиев Г.Н., Баатар Ц., Кладницкая Е.Н. Методические поправки множественности π^- -мезонов, рожденных при взаимодействии релятивистских ядер в пропановой пузырьковой камере// Препринт ОИЯИ.– Дубна (Россия), 1982.–№ 1-82-235.– 8 с.
75. Агакишиев Г.Н., Канарек Т., Кладницкая Е.Н. Методика выделения взаимодействий на углероде при облучении пропановой камеры легкими ядрами// Препринт ОИЯИ. – Дубна (Россия), 1983. – № 1-83-6625. – 9 с.
76. Буздавина Н.А., Эрдэнэделгэр Т. Взаимодействие пользователей с СВМ ЕС ЭВМ в процессе обработки фильмовой информации// Препринт ОИЯИ. – Дубна (Россия), 1991. – №10-91-81. – 6 с.

77. Армутлийский Д., Гаспарян А.П., Гришин В.Г. и др. Экспериментальная оценка вклада вторичных процессов поглощения в образование протонов в заднюю полусферу в нуклон-углеродных взаимодействиях при импульсах 4.2 и 10 ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 1987. – т. 46. – С.1712-1717.
78. Юлдашев Б.С., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Каршиев Д.А. О механизмах образования протонов и дейтронов в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 ГэВ/с на нуклон// Доклады академии наук РУз. – Ташкент: АН РУз, 2012.– №1. – С. 30-33.
79. Базаров Э.Х., Каршиев Д.А., Турдалиев К.Т., Юлдашев Б.С. К вопросу об образовании протонов и α -частиц в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Препринт ИЯФ. – Ташкент: ИЯФ АН РУ, 2014. – № P7-709. – 16 с.
80. Базаров Э.Х. Корреляция степени возбуждения фрагментирующего ядра с импульсным спектром протонов в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с // Фундаментальные и прикладные вопросы физики: Труды Межд. конф. 18-19 ноября 2004. – Ташкент, 2004. – С.19–21.
81. Базаров Э.Х. О вкладах различных механизмов образования протонов в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях// Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2007. – №9. – С.286-288.
82. Bazarov E.Kh., Yuldashev B.S., Lutpullaev S.L., Olimov K., Yuldashev A.A., Karshiev D.A. Study of momentum spectrum of protons at different degrees of excitation in $^{16}\text{O}p$ -Interactions at 3.25 А GeV/c// Nuclear Science and its Application: Book of abstracts of the VII Eurasian Conf. 25-28 September 2012 Samarkand. – Tashkent, 2012. – С. 120-121.
83. Ангелов Н., Лутпуллаев С.Л., Никитина В.Ф. и др. Изучение π^-C -взаимодействий с испусканием протонов назад при 4 и 40 ГэВ/с// Ядерная физика.– Москва, 1981. – т. 33. – С. 190-194.
84. Лутпуллаев С.Л., Юлдашев А.А., Юлдашев Б.С. Инвариантные свойства протонов, испущенных назад в лабораторной системе координат в π^-C -

- взаимодействиях при 4 и 40 ГэВ/с// Доклады академии наук УзССР.– Ташкент, 1980. – т. 27, №3. — С. 27-30.
85. Аллабердин М.Л., Иногамова Т.Я., Косоновский Е.А. и др.// Ядерная Физика.– Москва, 1984. – т. 39. – С. 662-665.
86. Findlay D.J.S., Owens R.O., Leitch M.J., Matthews J.L., Peridier C.A., Roberts B.L., Sargent C.P. The p-shell proton momentum distribution in ^{16}O above the Fermi momentum // Physics Letters B. – Elsevier (Great Britain), 1978. – vol. 74, N 4. – С. 305-308.
87. Geaga J. V., Chessin, S. A., Grossiord, J. Y., Harris, J. W., Hendrie, D. L., Schroeder, L. S., ... & Van Bibber, K. Observation of high-momentum protons from limiting target fragmentation// Physical Review Letters. – Elsevier (Great Britain), 1980. – vol. 45, N 25. – pp. 1993-2002.
88. Андроненко М.Н. и др. Исследование импульсных спектров протонов, вылетающих назад в протон-ядерных взаимодействиях при энергии 1 ГэВ// Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – Москва, 1983. – т. 37.– С. 446-452.
89. Nakamura T. et al. Multiparticle emission in the interactions of hadrons with complex nuclei at incident momenta from 2 to 4 GeV/c// Nuclear Physics A. – Elsevier (North-Holland), 1981. – vol. 365, N 3. – pp. 457-476.
90. Абдинов О.Б., Байрамов А.А., Будагов Ю.А. и др. Образование кумулятивных протонов в пион-углеродных взаимодействиях при 5 ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 1983. – т.38. – С. 1209-1211.
91. Базаров Э.Х. Корреляция степени возбуждения фрагментирующего ядра с импульсным спектром протонов в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с // Фундаментальные и прикладные вопросы физики: Труды Межд. конф. 18-19 ноября 2004. - Ташкент, 2004. - С.19-22.
92. Бекмирзаев Р.Н., Базаров Э.Х., Игамкулов З.А., Олимов К., Петров В.И., Хамидов Х.Ш., Шукуров Э.Х., Юлдашев Б.С. Особенности импульсного

- спектра протонов в $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 300 ГэВ/с// Доклады Академии Наук РУз. – Ташкент, 2007. – №5. – С. 26-29.
93. Баюков Ю.Д., Гаврилов В.Б., Горяинов Н.А. и др. Угловая зависимость и форма спектров протонов, образованных в pA -взаимодействии при 7.5 ГэВ/с// Препринт ИТЭФ. – Москва: ИТЭФ, 1981. – №90. – 10 с.
94. Базаров Э.Х. Об энергетическом спектре протонов, образованных в $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 2005. – т. 68. – С. 1611-1613.
95. Базаров Э.Х., Глаголев В.В., Лутпуллаев С.Л. и др. Особенности энергетических характеристик протонов-фрагментов, образованных в $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при высоких энергиях// Доклады Академии Наук РУз. – Ташкент, 2002. – №4. – С.32-35.
96. Едгоров С.О., Лутпуллаев С.Л., Юлдашев А.А., Юлдашев Б.С. Корреляционные эффекты при рождении кумулятивных протонов в $p\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с// Ядерная Физика. – Москва, 1992. – т. 55. – С. 2963-2968.
97. Asaturyan V.M., Khudaverdyan A.G., Gulkanyan H.R. Estimation of the contribution of secondary intranuclear processes to cumulative proton production in π^-C interactions at 5 GeV/c // Nuclear Physics A. – Elsevier (North-Holland), 1989. – vol. 496, N 4. – pp. 770-780.
98. Andersson B., Otterlund I., Stenlund E. On the correlation between fast target protons and the number of hadron-nucleon collisions in high-energy hadron-nucleus reactions // Physics Letters B. – Elsevier (Great Britain), 1978. – vol. 73, N 3. – pp. 343-346.
99. Azimov S.A., Inogamov Sh.V., Kosonowski E.A., et al. Multiplicity of secondary particles in inelastic proton-neon interactions at 300 GeV/c// Physical Review D. – American Physical Society (USA), 1981. – vol. 23, N 11. – pp. 2512-2518.

100. Азимов С.А., Игамбердиев К.Р., Иногамов Ш.В., Олимов К. и др. Множественность и корреляции вторичных протонов в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях// Ядерная физика. – Москва, 1981. – т. 33. – С. 1562-1568.
101. Олимов К., Гуламов К.Г., Луговой В.В., Лутпуллаев С.Л., Олимов Х.К., Петров В.И. О распределении множественности протонов в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 2007. – т. 70, №. 11. – С. 2025-2027.
102. Bialas A., Czyz W. Short-time behaviour of hadronic interactions and the hadron-nucleus production processes// Physics Letters B. – Elsevier (Great Britain), 1974. – vol. 51. – pp. 179–183.
103. Азимов С.А., Иногамов Ш.В. и др. Сечение и множественность вторичных частиц в pNe-взаимодействиях при 300 ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 1981. – т. 33. – С. 169-181.
104. Бэм Я., Гришин В.Г. и др. Идентификация заряженных частиц по ионизации и δ -электронам в пропановой пузырьковой камере// Препринт ОИЯИ. – Дубна (Россия), 1966. – №. P-2842. – 8 с.
105. Загребаев В.И., Пенионжкевич Ю.Э. Образование легких частиц в ядро-ядерных столкновениях (наблюдаемые закономерности, теоретические модели, возможные эксперименты)// Физика элементарных частиц и атомного ядра. – Дубна: ОИЯИ, 1993. – т. 24, №. 2. – С. 295-347.
106. Базаров Э.Х., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Хамидов Х.Ш., Юлдашев А.А., Юлдашев Б.С. Образование дейтронов в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Доклады Академии Наук РУз. – Ташкент: АН РУз, 2004. – №.3. – С. 27-30.
107. Базаров Э.Х. Корреляции в рождениях дейтронов и вторичных фрагментов в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2004. – № 2(6). – С. 87-90.

108. Базаров Э.Х. Импульсное и угловое распределения дейтронов в $^{16}\text{O}p$ -соударениях при импульсе 3.25 А ГэВ/с// Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2008. - №1 (10). – С. 5 - 9.
109. Bazarov E.Kh., Olimov K., Karshiev D.A., Yuldashev B.S. Inclusive Production of Deuterons in $^{16}\text{O}p$ -Interactions at 3.25 А GeV/c // Modern Problems of Nuclear Physics: Book of abstracts of the sixth Intern. Conf. 19-22 September 2006 in Tashkent. – Tashkent, 2006. – pp. 108-109.
110. Глаголев В.В., Лутпуллаев С.Л., Олимов А.К., Олимов К., Усаров А.А., Базаров Э.Х., Петров В.И., Юлдашев Б.С. и др. Образование зеркальных ядер ^3H и ^3He в $^{16}\text{O}p$ соударениях при 3.25 ГэВ // Ядерная физика. – Москва, 2007. – № 3 (70). – С. 451-456.
111. Олимов К., Базаров Э.Х., Глаголев В.В. и др. Изучение инклюзивного образования ядер ^3He в $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с// Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2005. – №2 (7). – С. 85-90.
112. Butler S.T., Pearson C.A. Deuterons from high-energy proton bombardment of matter // Physical Review. – American Physical Society (USA), 1963. – vol. 129, N 2. – pp. 836-852.
113. Mekjian A.Z. A Model of fragmentation processes and its power-law behavior // Physical Review Letters. – American Physical Society (USA), 1990. – vol. 64. – pp. 2125- 2129.
114. Bazarov E.Kh., Glagolev V.V., Lugovoy V.V., Lutpullaev S.L., Olimov K., Petrov V.I., Yuldashev A.A., Yuldashev B.S. Cross sections for the production of stable and unstable isotopes with charge numbers from one to eight in $^{16}\text{O}p$ collisions at 3.25 А GeV/c// Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. – Moscow, 2005.– vol. 81, N 4. – pp. 140-142.
115. Гуламов К.Г., Лутпуллаев С.Л., Олимов Х.К., Олимов К., Петров В.И., Усаров А.А., Юлдашев А.А. К вопросу о корреляциях в рождении заряженных пионов и зеркальных ядер $^3\text{H}_1$ и $^3\text{He}_2$ // Ядерная физика. – Москва, 2007. – т.70. – С. 1868-1870.

116. Олимов К., Лутпуллаев С.Л., Петров В.И., Усаров А.А., Юлдашев А.А. Образование ядер трития в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2007. – № 2 (9). – С.12–15.
117. Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Петров В.И. и др. Инклюзивное рождение ядер трития в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Доклады академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент: АН РУз, 2007. – №4. – С. 23–27.
118. Кратенко М.Ю., Лутпуллаев С.Л., Олимов К. и др. Инклюзивные сечения образования ядер ^1H , ^2H , ^3H в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с // Доклады академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент: АН РУз, 2007. – №6. – С.27–31.
119. Юлдашев Б.С., Белов М.А., Базаров Э.Х., Липин В.Д., Лутпуллаев С.Л., Насыров Ш.З., Олимов К., Юлдашев А.А. Некоторые особенности фрагментации ядра кислорода во взаимодействиях с протоном при 3.25 А ГэВ/с // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент, 2002. – №3. – С. 16-19.
120. Lukyanov V.K., Titov A.I. On a fragmentation mechanism of relativistic heavy ions // Physics Letters B. – 1975. – Т. 57. – №. 1. – С. 10-12.
121. Avdeichikov V. V. Phenomenological analysis of the fragmentation cross section // Physics Letters B. – Elsevier (Great Britain), 1980. – vol. 92, N 1. – pp. 74-78.
122. Базаров Э.Х., Каршиев Д.А., Турдалиев К.Т., Юлдашев Б.С. К вопросу об образовании протонов и α -частиц в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с // Препринт ИЯФ АН РУз. – Ташкент, 2014. – № Р-7-709. – 16 с.
123. Базаров Э.Х. Образование ядер ^4He в различных топологических каналах в ^{16}O -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с// Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2007. – №2 (9). – С. 94-97.
124. Базаров Э.Х., Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Луговой В.В., Лутпуллаев С.Л., Олимов, К. Юлдашев А.А., Юлдашев Б.С. Феноменологический

- анализ каналов образования трех и четырех α -частиц в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с // Ядерная физика. – Москва, 2004. – т. 67. – С. 730-735.
125. Базаров Э.Х. и др. О вкладе нестабильных ядер ^8Be и ^9B в инклюзивное сечение образования α -частиц в ^{16}O -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с// Доклады Академии Наук РУз. – Ташкент, 2006.– №4-5. – С. 23-26.
126. Фазылов М.И. Образование альфа-частиц в ^{16}O -соударениях при импульсе 3.25 А ГэВ/с: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.– Ташкент, ИЯФ АН РУз, 2006.– 17 с.
127. Базаров Э.Х. и др. Об источниках образования α -частиц в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 2004. – т.69.– С. 170-171.
128. Glagolev V.V., Gulamov K.G., Lipin V.D., Lutpullaev S.L., Olimov K., Yuldashev A.A., Yuldashev B.S. Fragmentation of relativistic oxygen nuclei on protons // Physics of Atomic Nuclei. – Moscow, 2000. – vol. 63, N 3. – pp. 520-521.
129. Гуламов К.Г., Лутпуллаев С.Л., Липин В.Д. и др. Образование короткоживущего ядра литий-5 в ^{16}O -взаимодействиях при высоких энергиях// Узбекский Физический Журнал. – Ташкент, 2000. – №5. – С. 35-36.
130. Базаров Э.Х., Каршиев Д.А., Турдалиев К.Т., Юлдашев Б.С. К вопросу об образовании протонов и α -частиц в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Препринт ИЯФ АН РУз. – Ташкент, 2014. – № Р-7-709. –16 с.
131. Олимов Х.К. Экспериментальное исследование процессов перезарядки протона-мишени в O -соударениях при импульсе 3.25 ГэВ// Ядерная физика. – Москва, 2008. — №. 3 (71). – С. 427-434.
132. Bazarov E.Kh., Lutpullaev S.L., Nasirov Sh.Z., Olimov K., Yuldashev A.A., Yuldashev B.S., Fazylov M.I. Mechanisms of α -Particles Production Channels in the ^{16}O -Interactions at 3.25 А GeV/c// Ukrainian Journal of Physics. – Kiev, 2003. – vol. 48, N 9. – pp. 905-909.

133. Greiner D.E., Lindstrom P.J., Heckman H.H. et al. Momentum distributions of isotopes produced by fragmentation of ^{16}O and ^{12}C at relativistic energies// Physical Review Letters. – American Physical Society (USA), 1975. – vol. 35, N 3. – pp. 152-155.
134. Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei $A=5-10$ // Nuclear Physics A. – Elsevier (North-Holland), 1984. – vol. 413, N 1. – pp. 1-168.
135. Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei $A=11-12$ // Nuclear Physics A. – Elsevier (North-Holland), 1985. – vol. 433, N 1. – pp. 1-157.
136. Tilley D.R. et al. Energy levels of light nuclei $A=8, 9, 10$ // Nuclear Physics A. – Elsevier (North-Holland), 2004. – vol. 745, N 3. – pp. 155-362.
137. Kelley J.H. et al. Energy levels of light nuclei $A=11$ // Nuclear Physics A. – Elsevier (North-Holland), 2012. – vol. 880. – pp. 88-195.
138. Белов М.А., Гуламов К.Г., Луговой В.В. и др. Сравнительный анализ каналов образования трех α -частиц и ядер ^{12}C в ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 2002.– т. 65. – С. 990-993.
139. Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Кратенко М.Ю. и др. Образование ядер гелия в кислород-протонных соударениях при релятивистских энергиях // Ядерная физика. – Москва, 1995. – т. 58. – С. 2005-2007.
140. Олимов К., Базаров Э.Х., Бекмирзаев Р.Н., Лутпуллаев С.Л., Олимов А.К., Петров В.И., Саттаров А.Р., Хамидов Х.Ш., Юлдашев Б.С. К вопросу об образовании кумулятивных протонов во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях // Ядерная физика. – Москва, 2007. – № 4 (70). – С. 741-743.
141. Олимов К., Лутпуллаев С.Л., Петров В.И., Базаров Э.Х., Юлдашев Б.С. К образованию кумулятивных протонов в соударениях адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях // Ядерная физика. – Москва, 2007. – № 11 (70). – С. 2028-2029.
142. Базаров Э.Х., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Петров В.И., Хамидов Х.Ш., Юлдашев Б.С., Каршиев Д.А. Образование кумулятивных протонов в

- ^{16}O -соударениях при 3.25 А ГэВ/с // Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2005. – №3 (7). – С. 159-164.
143. Bazarov E.Kh. Production of cumulative protons at high-energy ^{16}O - and p^{20}Ne -collisions // Ukrainian Journal of Physics. – Kiev, 2007. – vol. 52, N11. – pp. 1052-1055.
144. Баюков Ю.Д., Воробьев В.С., Карташов Г.Р., Лексин Г.А. и др. Спектры протонов, испущенных ядрами под углом 137^0 при облучении протонами с энергией порядка нескольких ГэВ// Известия АН СССР, серия физическая. – Москва, 1966. – №30. – С. 521-523.
145. Баюков Ю.Д., Воробьев Л.С., Лексин Г.А., Пивнюк Н.А., Столин В.Л., Федоров В.Б. Исследование спектра протонов, испущенных ядром C^{12} на угол 90 под действием π -мезонов с импульсом 1 ГэВ/с// Письма в ЖЭТФ. – Москва, 1975.– №7 (21).– С. 461-463.
146. Лексин Г.А., Столин В.Л., Федоров В.Б., Хованский В.Д. Эффекты масштабной инвариантности при обратном рассеянии протонов с энергией несколько ГэВ на ядрах// Ядерная физика. – Москва, 1973.– т. 18. – С. 337-346.
147. Баюков Ю.Д., Воробьев Л.С., Лексин Г.А. и др. Инвариантные эффекты при испускании p , d , t назад ядрами, облученными элементарными частицами с энергией 0.7–6 ГэВ// Ядерная физика. – Москва, 1974. – т. 19. – С. 1266-1278.
148. Армутлийский Д., Ахабабян Н., Балдин А.М. и др. Свойства pC - и pTa -взаимодействий при $\text{P}_p=10$ ГэВ/с, сопровождающихся испусканием кумулятивных протонов и π -мезонов// Препринт ОИЯИ. – Дубна (Россия), 1983. – № P1-83-327. – 11 с.
149. Армутлийский Д., Ахабабян Н.О., Бартке Е. и др. Свойства pC -взаимодействий при $\text{P}_p=10$ ГэВ/с с испусканием кумулятивных пионов и протонов// Препринт ОИЯИ. – Дубна (Россия), 1985. – № P1-85-939. – 11 с.

150. Алимов М.А., Едгоров С.О., Лутпуллаев С.Л. и др. Кумулятивные нуклоны и процессы внутриядерного поглощения пионов двухнуклонными системами в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ// Препринт Физико-технического института НПО «Физика-Солнце» АН РУз. – Ташкент, 1989. – № 105-89-ФВЭ. – 17 с.
151. Olimov Kh.K. Production of cumulative π^+ and π^- -mesons at high-energy proton-nucleus and nucleus-nucleus interactions// Ukrainian Journal of Physics. – Kiev, 2007. – vol. 52. – pp. 733-739.
152. Olimov Kh.K., Olimov K., Lutpullaev S.L., Yuldashev B.S. Comparative analysis of the properties of cumulative π^+ and π^- -mesons produced in high-energy proton-nucleus and nucleus-nucleus interactions// Physics of Atomic Nuclei. – Moscow, 2007. – vol. 70. – pp. 1974-1981.
153. Олимов Х.К. Кумулятивное образование ядер ^3H в соударениях ядер кислорода с протонами при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон// Узбекский Физический Журнал. – Ташкент, 2008. – № 4-5 (10). – С. 260-264.
154. Олимов Х.К. Образование кумулятивных дейтронов в соударениях ядер кислорода с протонами при импульсе 3.25 А ГэВ/с// Ядерная физика. – Москва, 2009. – № 3 (72). – С. 486-492.
155. Olimov Kh.K. Formation of cumulative nuclei of ^4He in $^{16}\text{O}p$ collisions at a momentum of 3.25 GeV/c per nucleon // Physics of Atomic Nuclei. – Moscow, 2009. - vol. 72, N 1. – pp. 77-84.

Моделирование эксклюзивных (по отношению к фрагментам) каналов развала релятивистских ядер кислорода на три или четыре α -частицы

В модели предполагалось, что все столкновения ядер кислорода с протонами для рассматриваемых нами событий носят периферический характер, и при этом возбужденное ядро кислорода в своей системе покоя изотропно распадается на фрагменты. Генерация событий производилась в соответствии с вероятностями экспериментально наблюдаемых эксклюзивных (по отношению к фрагментам) каналов развала ядер кислорода, содержащих 3 и 4 α -частиц. Кинематические характеристики нейтронов предполагались такими же, как и у протонов-фрагментов.

Следуя предположению о периферическом характере взаимодействия:

1. Генерация массы возбужденного ядра кислорода M^* производилась по формуле

$$M^* = \sum_{i=1}^n M_i + \lambda \cdot r \quad (\text{П.1.1})$$

где M_i – массы фрагментов, λ – свободный параметр, связанный с энергией возбуждения и r – псевдослучайное число, равномерно распределенное в интервале $[0,1]$. Наилучшее согласие расчета с экспериментом достигнуто при $\lambda=0.3$.

2. Генерация в системе покоя первичного ядра кислорода всех трёх компонент импульса $^{16}\text{O}^*$ производилась по закону Гаусса с квадратичным отклонением $\sigma_{\text{ядра}} = \gamma \cdot (2/\pi)^{0.5}$ ГэВ/с, здесь γ – свободный параметр, учитывающий средний поперечный импульс, приобретаемый фрагментирующим ядром. Наилучшее согласие расчета с экспериментом получено при $\gamma=0.24$ ГэВ/с.

Далее, следуя предположению об изотропности распада возбужденного фрагментирующего ядра в системе его покоя, генерируем все три компоненты импульса каждого фрагмента по закону Гаусса с квадратичным отклонением $\sigma_{\text{фраг}} = \langle P_{\perp} \rangle \cdot (2/\pi)^{0.5}$ ГэВ/с, где $\langle P_{\perp} \rangle$ – экспериментальное значение среднего поперечного импульса фрагмента данного типа.

Для учёта коллинеарности векторов импульсов пар α -частиц, наблюдаемой в эксперименте как узкие угловые корреляции в азимутальной плоскости, при генерации распада возбужденного ядра кислорода учитывалась возможность сначала рождения, а потом и распада промежуточных нестабильных ядер ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$ (в двух состояниях: (0^+) с энергосвободением 0.1 МэВ и (2^+) – 3.04 МэВ) и ${}^9\text{B} \rightarrow \alpha + \alpha + p$ (с энергосвободением 0.3 МэВ). При розыгрыше событий с рождением ядра ${}^9\text{B}$ рассматривались только каналы с тремя α -частицами, в которых имеется не менее одного протона-фрагмента.

Для выполнения закона сохранения импульса в системе покоя распадающегося ядра все три компоненты импульса подвергались сдвигу:

$$P_{xi} \rightarrow P_{xi} - (P_{x1} + P_{x2} + P_{x3} + \dots + P_{xn})/n \quad (\text{П.1.2})$$

$$P_{yi} \rightarrow P_{yi} - (P_{y1} + P_{y2} + P_{y3} + \dots + P_{yn})/n \quad (\text{П.1.3})$$

$$P_{zi} \rightarrow P_{zi} - (P_{z1} + P_{z2} + P_{z3} + \dots + P_{zn})/n \quad (\text{П.1.4})$$

где $i=1,2,3,\dots,n$ и n – число фрагментов данного события.

При этом требовалось, чтобы закон сохранения энергии в системе покоя ядра отдачи выполнялся с точностью

$$[(E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_n - M_{\text{ядра}})^2 / (M_{\text{ядра}})^2]^{0.5} < 10^{-6} \quad , \quad (\text{П.1.5})$$

где энергия *i*-го фрагмента $E_i = (m_i^2 + (P'_{xi})^2 + (P'_{yi})^2 + (P'_{zi})^2)^{0.5}$,

m_i – масса *i*-го фрагмента и

$P'_{xi} = \alpha P_{xi}$, $P'_{yi} = \alpha P_{yi}$, $P'_{zi} = \alpha P_{zi}$ – новые компоненты импульса *i*-го фрагмента, полученные после умножения их на коэффициент α , значение которого подбиралось так, чтобы выполнялось требуемое условие для выполнения закона сохранения энергии.

Далее, по одному и тому же алгоритму компоненты импульсов и энергии фрагментов преобразовывались из системы покоя распадающегося ядра ($^{16}\text{O}^*$ или ^8Be , или ^9B) в систему, где это распадающееся ядро сформировалось. Для примера опишем алгоритм преобразования компонент импульсов и энергий фрагментов из системы K покоя возбуждённого ядра кислорода в систему K_0 покоя первичного протона-мишени. Эти две системы связаны следующим образом. В системе K_0 повернём ось Z_0 вдоль вектора импульса \vec{P}_0 возбужденного ядра кислорода и обозначим эту новую ось как Z' . Полученную систему назовем K' . В этой системе ось Y' направим по векторному произведению $[\vec{Z}' \times \vec{Z}_0]$. Пусть система K' движется вдоль оси Z' со скоростью $\vec{\beta} = \vec{P}_0 / E_0$, где E_0 и \vec{P}_0 – это энергия и импульс возбужденного ядра кислорода в системе K_0 . Полученную таким образом систему покоя возбужденного ядра кислорода назовём системой K .

Компоненты импульсов и энергия каждого *i*-го фрагмента в системах K' и K связаны соотношениями:

$$P'_{xi} = P_{xi}, \quad P'_{yi} = P_{yi}, \quad P'_{zi} = \gamma(P_{zi} + \beta E_i), \quad E' = \gamma(E_i + \beta P_{zi}) \quad r \quad (\text{П.1.6})$$

где, $\gamma = E_0 / M^*$,

$$\beta = |\vec{P}_0|/E^0,$$

M^* – масса возбужденного ядра кислорода.

После перевода импульсов и энергий фрагментов из системы K в систему K' их импульсы переводились из системы K' в систему K_0 покоя первичного протона-мишени по формулам:

$$P_{xi}^0 = -P'_{xi} \cos \theta \cos \varphi - P'_{yi} \sin \varphi - P'_{zi} \sin \theta \cos \varphi, \quad (\text{П.1.7})$$

$$P_{yi}^0 = -P'_{xi} \cos \theta \sin \varphi + P'_{yi} \cos \varphi - P'_{zi} \sin \theta \sin \varphi, \quad (\text{П.1.8})$$

$$P_{zi}^0 = -P'_{xi} \sin \theta - P'_{zi} \cos \theta, \quad i=1,2,\dots,n, \quad (\text{П.1.9})$$

где n – число фрагментов в событии и

$$\cos \theta = -P_{z0} / (P_{x0}^2 + P_{y0}^2 + P_{z0}^2)^{0.5}, \quad (\text{П.1.10})$$

$$\sin \theta = (1 - (\cos \theta_z)^2)^{0.5}, \quad (\text{П.1.11})$$

$$\cos \varphi = -P_{x0} / (P_{x0}^2 + P_{y0}^2)^{0.5}, \quad (\text{П.1.12})$$

$$\sin \varphi = -P_{y0} / (P_{x0}^2 + P_{y0}^2)^{0.5}. \quad (\text{П.1.13})$$

Здесь P_{x0} , P_{y0} , P_{z0} – компоненты импульса возбужденного ядра кислорода в системе K_0 покоя первичного протона-мишени.

Моделирование Монте-Карло

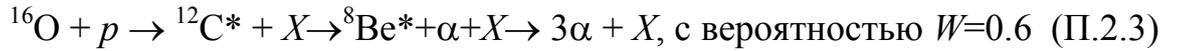
Мы предполагаем, что три α -частицы образовались в результате распада возбужденного ядра $^{12}\text{C}^*$. Инвариантное массовое ($M_{3\alpha}$) распределение $^{12}\text{C}^*$ и распределения его проекций импульса P_x , P_y , P_z генерировались согласно аналогичным экспериментальным спектрам для системы трех α -частиц из реакции



При этом для учета возможных корреляций между P_x , P_y , P_z и энергией возбуждения (ΔE^*) розыгрыш компонент импульса системы трех α -частиц генерировался отдельно для каждого интервала ΔE^* соответствующего экспериментального распределения. В рамках наших Монте-Карловских вычислений сначала генерировалась инвариантная масса трех α -частиц. Затем – проекции импульса P_x , P_y , P_z векторной суммы векторов импульсов трех α -частиц. В системе покоя ядра кислорода (K_0 система) векторная сумма векторов импульсов трех α -частиц – это вектор импульса \vec{P}_0 фрагмента ядра $^{12}\text{C}^*$, то есть $P_0 = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}$. Энергия E_0 фрагмента ядра $^{12}\text{C}^*$ в этой системе $E_0 = \sqrt{P_0^2 + M_{3\alpha}^2}$.

П.2.1. Распад ядра $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$

Процесс распада фрагмента ядра $^{12}\text{C}^*$ на три α -частицы



генерировался в системе его покоя. Для перехода из K_0 (система покоя кислорода) в систему покоя фрагмента ядра $^{12}\text{C}^*$ поворачиваем систему K_0 , направив ось z^* вдоль импульса \vec{P}_0 фрагмента ядра $^{12}\text{C}^*$, а ось y^* – вдоль векторного произведения $\vec{z}^* \times \vec{z}_0$. Определим эту новую систему как K^* . Пусть система K^* движется со скоростью $\vec{\beta}_0 = \vec{P}_0 / E_0$. Таким образом, получаем систему покоя K фрагмента ядра $^{12}\text{C}^*$.

Распад (П.2.2) фрагмента ядра $^{12}\text{C}^*$ на три α -частицы генерировался по модели изотропного фазового пространства:

$$d^5 W \propto \Phi(M_{12}) \frac{p_3^2}{\varepsilon_3} d p_3 \sin \theta_3 d \theta_3 d \phi_3 \sin \theta'_1 d \theta'_1 d \phi'_1. \quad (\text{П.2.4})$$

где p_3 и ε_3 - импульс и энергия α_3 в системе покоя фрагмента ядра,

M_{12} – инвариантная масса $\alpha_1\alpha_2$,

Φ – фазовый объем системы $\alpha_1\alpha_2$, θ_3 и

ϕ_3 – полярный и азимутальный углы вылета частицы α_3 в системе покоя фрагмента ядра $^{12}\text{C}^*$;

θ'_1 и ϕ'_1 – углы вылета частицы α_1 в системе центра масс $\alpha_1\alpha_2$ (выбор системы центра масс $\alpha_1\alpha_2$ в системе покоя фрагмента ядра $^{12}\text{C}^*$ подобен выбору системы покоя фрагмента ядра $^{12}\text{C}^*$ в K_0 системе).

После преобразования Лоренца из K в K^* проекции векторов импульсов $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ частиц преобразовывались из системы K^* в систему K_0 согласно формулам

$$p_{xi}^0 = -p_{xi}^* \cos \theta \cos \varphi - p_{yi}^* \sin \varphi - p_{zi}^* \sin \theta \cos \varphi , \quad (П.2.5)$$

$$p_{zi}^0 = p_{xi}^* \sin \theta - p_{zi}^* \cos \theta , \quad (П.2.6)$$

$$p_{yi}^0 = -p_{xi}^* \cos \theta \sin \varphi + p_{yi}^* \cos \varphi - p_{zi}^* \sin \theta \sin \varphi , \quad (П.2.7)$$

где $p_{xi}^*, p_{yi}^*, p_{zi}^*$ – проекции импульса i -ой α -частицы (в системе K^*), и

θ, φ – углы, определялись как

$$\cos \theta' = -P_z / \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2} , \quad (П.2.8)$$

$$\cos \varphi' = -P_x / \sqrt{P_x^2 + P_y^2} , \quad (П.2.9)$$

$$\sin \varphi' = -P_y / \sqrt{P_x^2 + P_y^2} , \quad (П.2.10)$$

где P_x, P_y, P_z – проекции импульса фрагмента ядра $^{12}\text{C}^*$.

Далее, для учёта экспериментальных погрешностей ($\approx 4\%$) определения компонент импульса α -частиц в лабораторной системе координат каждая компонента импульса α -частицы переопределялась равномерно в интервале $(p_{x,y,z} - 0.04 p_{x,y,z} , p_{x,y,z} + 0.04 p_{x,y,z})$. Такое же переопределение компонент импульса α -частицы было произведено и при моделировании процесса , описанного в п.1.2.

П.2.2. Распад ядра $^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha \rightarrow 3\alpha$

Процесс (П.2.3) распада возбужденного ядра $^{12}\text{C}^*$ на ядро с квантовыми числами бериллия ${}^8\text{Be}$ и α_1 -частицу генерировался с вероятностью 0.6. В этом распаде углы вылета α_1 -частицы θ'_1 и φ'_1 в системе покоя фрагмента ядра $^{12}\text{C}^*$ генерировались в соответствии с изотропным угловым распределением. Ось z' системы покоя фрагмента ядра $^{12}\text{C}^*$ параллельна ее

импульсу в системе K_0 , а ось y' направлена вдоль векторного произведения $\vec{z}^* \times \vec{z}_0$. Проекции импульсов α_1 и ${}^8\text{Be}$ преобразовывались из системы покоя фрагмента ядра ${}^{12}\text{C}^*$ в систему покоя K_0 . Тот же самый способ был использован для генерации распада ${}^8\text{Be}$ на две α -частицы.