

**ЮГО-ЗАПАДНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ. “НЕОФИТ
РИЛСКИ”**
ПРИРОДО – МАТЕМАТИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА ФИЗИКИ

Д и п л о м н а я р а б о т а

Тема

**Исследование структуры ядра $^{10}\text{В}$ методом релятивистской диссоциации
в ядерной эмульсии**

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна

Дипломант:
Е. Мицова

Научный руководитель:
к. ф.-м. н. Р. Станоева

Консультант:
А.А. Зайцев

Дубна, 2016 г.

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	3
Глава 1. Диссоциация легких ядер.	6
1.1. Типы кластеризации в легких ядрах.....	6
1.2. Класс событий типа «белая» звезда.	7
1.3. Проявление альфа кластеризации при фрагментации ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$. ..	8
1.4. Проявление альфа-дейтрон кластеризация при фрагментации ядер ${}^6\text{Li}$	12
Глава 2. Применение методики ядерных фотоэмульсий при изучении диссоциации легких ядер	15
2.1. Состав эмульсии БР-2.....	15
2.2. Ионизационные потери заряженных частиц в эмульсии.	16
2.3. Пробег релятивистских ядер.	18
2.4. Методы ручного сканирования фотоэмульсий.....	18
2.5. Классификация треков оставляемых заряженными частицами в ядерной фотоэмульсии.....	20
2.6. Определение зарядов релятивистских ядер в эмульсии.....	21
2.7. Определение угловых характеристик первичных и вторичных треков ядер в фотоэмульсии.....	22
2.8. Измерение импульсов методом многократного рассеяния и идентификация изотопов водорода (${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$ и ${}^3\text{H}$) и гелия (${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$)......	26
Глава 3. Облучение эмульсий в пучке ${}^{10}\text{B}$ и измерение характеристик продуктов реакции.....	29
3.1. Сборка эмульсионных слоев в стопки и проведение облучения.	29

3.2. Поиск событий по следу и описание найденных событий.	30
3.3. Угловые распределения продуктов фрагментации ядра - снаряда в канале $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$	32
3.4. Спектры энергии возбуждения фрагментов в канале $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$	37
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	40
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	41
ПРИЛОЖЕНИЕ	44

ВВЕДЕНИЕ

Дипломная работа посвящена изучению структурных (кластерных) свойств ядра ^{10}B , проявляющихся в релятивистской диссоциации. Достигнутый к настоящему времени прогресс по работе с пучками ядер на современных ускорителях открывает новые горизонты в исследованиях структуры атомного ядра. Использование фрагментации релятивистских ядер-снарядов в периферических взаимодействиях позволяет получать уникальную информацию об ансамблях образующихся фрагментов первичного ядра, их импульсных характеристиках. Полученная топология диссоциации (фрагментации) обеспечиваемая уверенной идентификацией продуктов фрагментации дают возможность изучение структуры атомных ядер. Получаемая таким образом информация о свойствах атомных ядер может быть полезна для решения ряда задач ядерной астрофизики и физики космических лучей. В частности, в вопросах распространенности отдельных изотопов легких ядер во Вселенной и механизмов их образования в процессе нуклеосинтеза.

Используемый в работе метод ядерных эмульсий благодаря наилучшему пространственному разрешению (0.5 мкм), и возможности наблюдения реакций в 4π - геометрии является эффективным для изучения процессов релятивистской фрагментации. Эмульсионная методика позволяет идентифицировать частицы и измерять их импульсы. Достигаемое при этом угловое разрешение для следов релятивистских фрагментов составляет 10^{-4} - 10^{-3} рад. Все это обеспечивает возможность полностью наблюдать все возможные распады релятивистских ядер на фрагменты. Многочастичные распады, в которых несколько релятивистских фрагментов вылетают в угловом конусе в доли радиан, уверенно различаются на расстоянии до 1 мм, для диссоциации тяжелых ядер длина, на которой идентифицируются и различаются фрагменты вследствие их высокой плотности несколько больше. Изучение фрагментации ядер бора, которое выполнено в настоящем

исследовании, интересно тем, что дополняет общую картину ряда уже исследованных ядер, таких как ${}^6\text{He}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{C}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{12}\text{N}$, ${}^{11}\text{C}$ [1].

Цель настоящего исследования состоит в получении экспериментальных данных о структурных особенностях ядра ${}^{10}\text{B}$, проявляющиеся в релятивистской диссоциации на ядрах эмульсии.

Задачи исследовательской работы состоят в следующем:

- изучить возможности измерительных и поисковых микроскопов, имеющих в распоряжении фотоэмульсионной группы ЛФВЭ ОИЯИ;
- освоить методику идентификации и измерения угловых характеристик продуктов реакции фрагментации ядра ${}^{10}\text{B}$;
- изучить программные продукты применяемые для обработки экспериментальных данных (MathCad, ROOT) (Приложение).

В настоящей работе представлены данные по каналам диссоциации ядер ${}^{10}\text{B}$, угловые характеристики продуктов реакции, проведен анализ и сравнение полученных результатов с данными по ранее изученным легким ядрам ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{11}\text{C}$.

Дипломная работа имеет следующую структуру.

В первой главе описаны актуальные вопросы исследования диссоциации легких ядер при их фрагментации в фотоэмульсии.

Во второй главе дается описание практических вопросов использования фотоэмульсии. Рассматривается методика определения зарядов релятивистских ядер, определение угловых характеристик треков и идентификации фрагментов; даны критерии отбора событий и классификация треков.

В третьей главе описываются условия облучения эмульсий в пучке ядер ${}^{10}\text{B}$. Приведено описание измерений характеристик продуктов реакции ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$, обсуждаются полученные значения. В работе проводится сравнение экспериментальных данных полученных для ${}^{10}\text{B}$ с результатами по

взаимодействиям ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{11}\text{C}$, для чего привлекаются материалы сотрудничества Беккерель.

Заключение содержит основные результаты выполненной в ЛФВЭ ОИЯИ работы по исследованию структурных свойств ядра ${}^{10}\text{B}$ и сформулированные выводы.

Приложение содержит фотографии, скрипты и листинги кодов, используемых в работе.

Глава 1. Диссоциация легких ядер.

1.1. Типы кластеризации в легких ядрах

Прогресс в исследованиях на пучках релятивистских ядер открывает новые подходы к решению актуальных проблем структуры ядра. Одной из таких проблем является изучение коллективных степеней свободы в возбужденных ядрах, в которых отдельные группы нуклонов ведут себя как составляющие кластеры. Указанная структурная особенность – кластеризация в возбужденных ядрах – особенно отчетливо проявляется в легких ядрах, где возможное число кластерных конфигураций относительно невелико.

Кластеры. Естественными компонентами такой картины являются малонуклонные системы, не имеющие собственных возбужденных состояний. Прежде всего, это ядра ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$, а также дейтроны, тритоны, и, кроме того, парные состояния протонов и нейтронов (рис.1). Возможно, что изучение процессов фрагментации стабильных и радиоактивных ядер на кластерные фрагменты при релятивистских энергиях выявит новые особенности их возникновения и роль в процессах нуклеосинтеза.

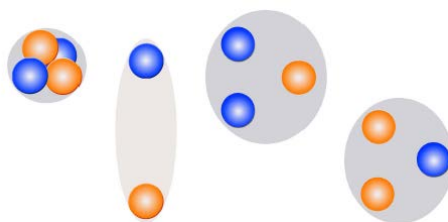


Рис. 1. Кластерные структуры: ${}^4\text{He}$, дейтрон, тритон и ${}^3\text{He}$.

Характеристики событий диссоциации легких ядер в периферических взаимодействиях были исследованы методом фотоэмульсии для ядер ${}^{12}\text{C}$ (3а) [2-7], ${}^{16}\text{O}$ (4а) [8,9] и ${}^6\text{Li}$ (α +d) [10-13] при энергиях порядка нескольких ГэВ на нуклон. Все эти результаты имеют уникальную полноту и достоверность и

могут оказаться полезными при планировании исследований по мультифрагментации ядер с высокой статистической обеспеченностью.

Наиболее выигрышными для исследования кластеризации являются взаимодействия релятивистских ядер, происходящие при минимальном взаимном возбуждении сталкивающихся ядер без образования заряженных мезонов. При этом достигается четкое разделение по импульсу продуктов фрагментации ядер снаряда и мишени. Основным критерием для отбора таких событий является требование сохранения электрического заряда и массового числа налетающего ядра в узком угловом конусе фрагментации.

Фотоэмульсионный метод позволяет идентифицировать релятивистские изотопы водорода и гелия по их массе, используя возможность оценки импульса частицы методом многократного кулоновского рассеяния.

1.2. Класс событий типа «белая» звезда.

При наборе статистики для изучения мультифрагментации ядер отбираются события без рожденных частиц, что визуально проявляется в отсутствии однозарядных треков в широком угловом конусе. Как правило, в таких событиях происходит полная передача заряда первичного ядра в узкий угловой конус фрагментации. Наиболее ясная интерпретация обеспечивается для событий, которые не содержат следов и от фрагментов ядер мишени. Они образуются в случае минимальной передачи энергии фрагментирующему ядру. События без фрагментов и рожденных частиц из-за их вида традиционно называются «белыми» звездами (рис. 2). Их доля от общего числа неупругих событий составляет несколько процентов. Название отражает не только внешний вид события, но и резкое уменьшение потерь на ионизацию при переходе от следа первичного ядра к узкому конусу вторичных следов. Образование «белых» звезд происходит при электромагнитных взаимодействиях по средствам виртуальных фотонов от ядер мишени и при дифракционном рассеянии.

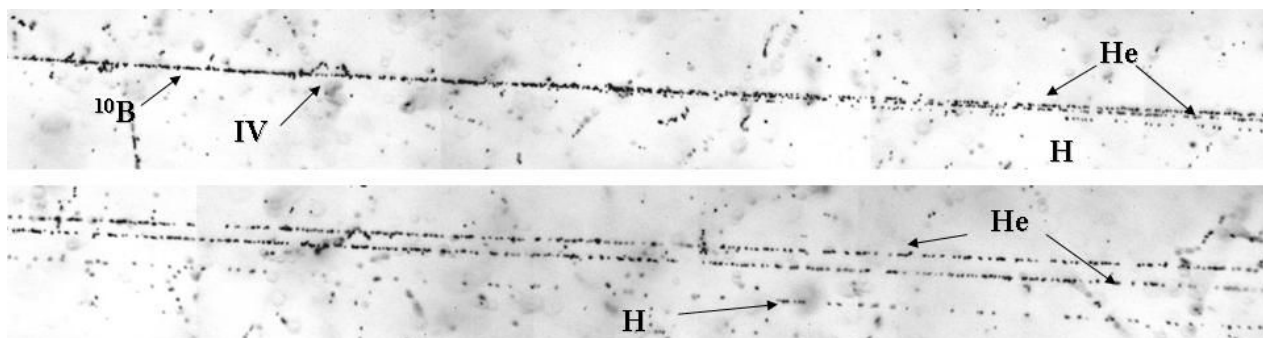


Рис. 2. Фотография события фрагментации ядра ^{10}B с энергией 1 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. IV – примерное положение вершины взаимодействия. При смещении по направлению струи фрагментов можно различить 2 фрагмента He и 1 фрагмент H. Трехмерный образ события реконструирован как плоская проекция с помощью поискового микроскопа МБИ 9.

Важным практическим удобством при поиске событий такого типа является требование сохранения заряда в конусе фрагментации, что позволяет исключить вклад в пучке от примеси более легких ядер с близким отношением заряда к массе. Это существенно при облучении эмульсии во вторичных пучках радиоактивных ядер, имеющих достаточно сложный состав.

1.3. Проявление альфа кластеризации при фрагментации ядер ^9Be , ^{10}C , ^{12}C и ^{16}O .

В работах [14,15] проводилось исследование кластерных свойств ядра ^9Be (рис. 3). На статистике из 500 событий $^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ было проведено измерение углов разлета вторичных треков. Распределение по пространственному углу между двумя α -частицами указало на то, что около 81% событий образуют две равные группы в интервале (0, 15) мрад и (15, 45) мрад. Первая область распределения соответствует распаду ^8Be в основном состоянии 0^+ , вторая область соответствует первому возбужденному состоянию ядра ^8Be , 2^+ . Отношение числа событий из первой и второй областей примерно одинаково (0.56:0.44), что хорошо согласуется с теоретическими представлениями о структуре ядра [16]

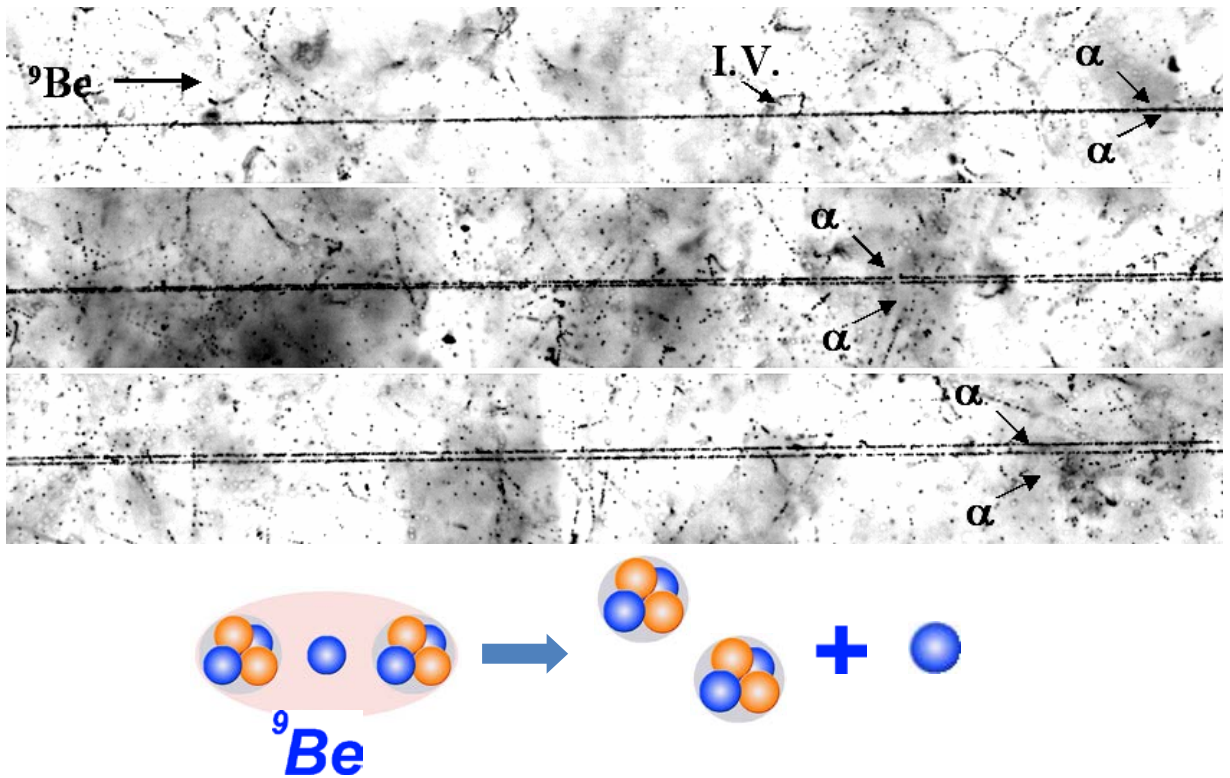


Рис.3. Образование 2 α -частицы при фрагментации ${}^9\text{Be}$ на ядре фотоэмульсии с энергией 1.2 А ГэВ. Недостающий нейтрон прямым наблюдением в ЯЭ не идентифицируется.

В работе [17] изучены особенности структуры радиоактивного ядра ${}^{10}\text{C}$ в процессах его когерентной диссоциации при энергии 1.2 ГэВ на нуклон (рис. 4). Было установлено, что в распределении по инвариантной массе приблизительно 60 событий в канале два альфа и два протона соответствуют 75 каскадному распаду ядра ${}^9\text{B}$ через ядро ${}^8\text{Be}$. Таким образом, в структуре ядра ${}^{10}\text{C}$ с вероятностью не менее чем $(30 \pm 4) \%$ проявляется нестабильное ядро ${}^9\text{B}$, а нестабильное ядро ${}^8\text{Be}$ проявляет себя как компонента ${}^9\text{B}$.

Фрагментация ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при энергии 3.65 А ГэВ изучалась в работах [6, 7] (рис. 5). Данная работа была выполнена еще на синхрофазотроне ЛФВЭ ОИЯИ в конце 80х начале 90х годов двадцатого века. Одним из результатов работы, было продемонстрирована роль канала ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha \rightarrow 3\alpha$ сопровождаемого образованием промежуточного нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$.

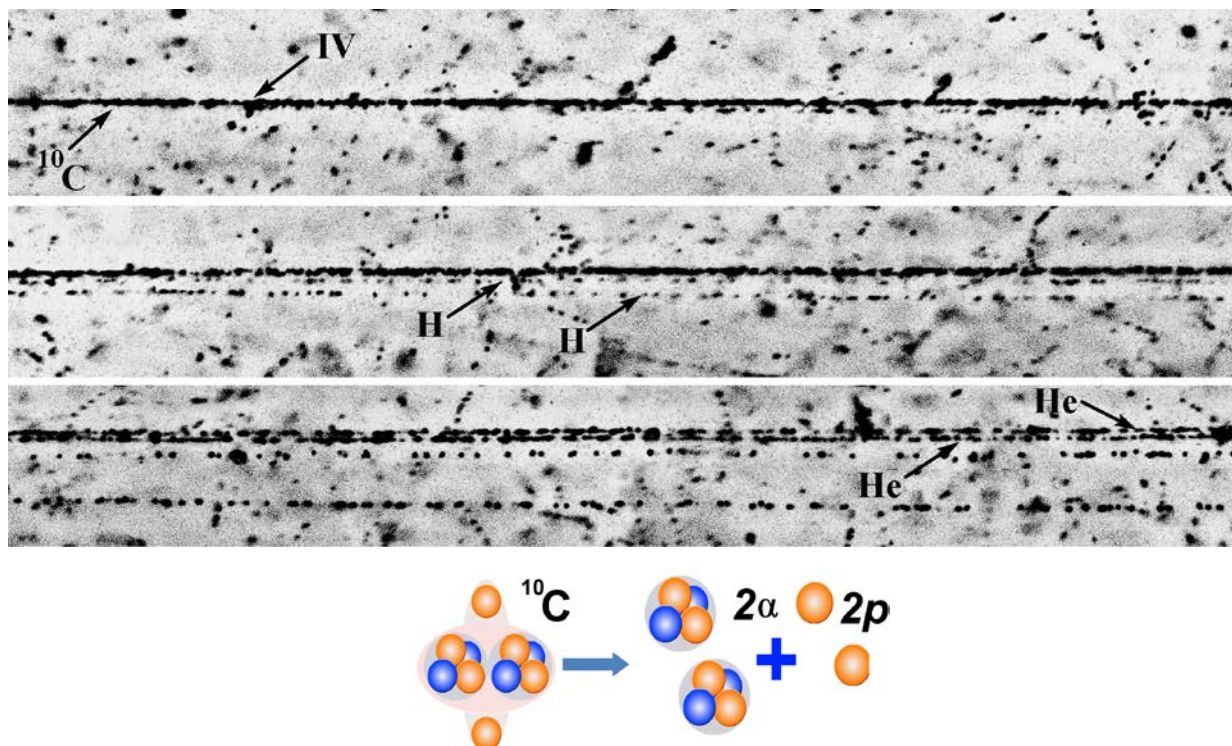


Рис.4. Микрофотография «белой» звезды события $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$.

В работе [5] изучались распределения по поперечным импульсом и корреляционные характеристики релятивистских α -частиц из реакции когерентной диссоциации ядра углерода («белые» звезды) на три α -частицы при $p_0=4.5$ А ГэВ/с в эмульсии, обогащенной свинцом. Установлено что среднее поперечное сечение для диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ увеличивается при разбавлении эмульсии ядрами Pb примерно вдвое. Кластеризация в распадах $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ отражает известный «3 α процесс» в звездах. В работе [18] на статистике 2757 неупругих взаимодействий не наблюдалось ни одного случая бинарного расщепления через единственно возможный канал $^{12}\text{C} \rightarrow ^6\text{Li} + ^6\text{Li}$.

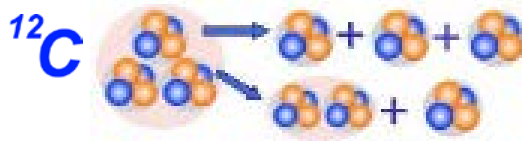
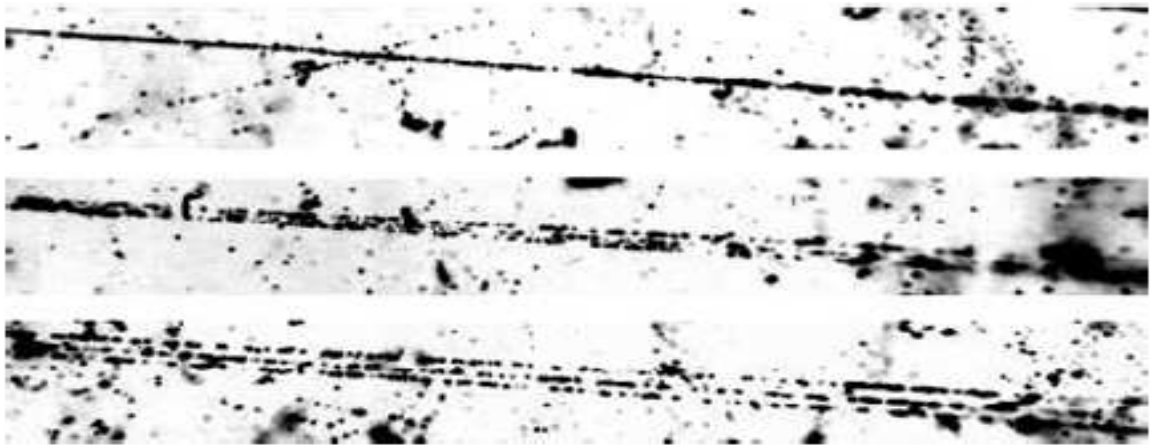


Рис. 5. Фотография события фрагментации ядра ^{12}C с энергией 4.5 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии на три α -частицы. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 3 фрагмента He. Кластеризация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha$.

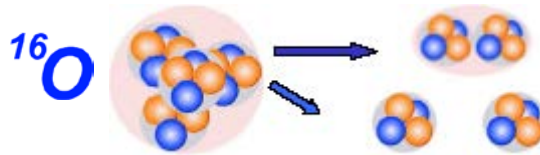


Рис. 6 Фотография несимметричного распада ядра ^{16}O с энергией 4.5 А ГэВ в периферическом взаимодействии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить 1 фрагмент C и 1 фрагмент He. Кластеризация ^{16}O : а) $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$, б) $^{16}\text{O} \rightarrow 8\text{He} + 2\alpha$

В работе [9] исследовались «белые» звезды $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ при большом уровне статистики (641 событие) (рис. 6). При анализе угловых корреляций было получено указание на передачу системе фрагментов углового момента, а также несущественную роль каскадных распадов через ^8Be и ^{12}C .

1.4. Проявление альфа-дейтронной кластеризации при фрагментации ядер ^6Li

Уникальные свойства ядра ^6Li и их практическое использование хорошо известны [19]. Заряженными фрагментами ядра ^6Li могут быть только изотопы водорода и гелия (рис. 7).

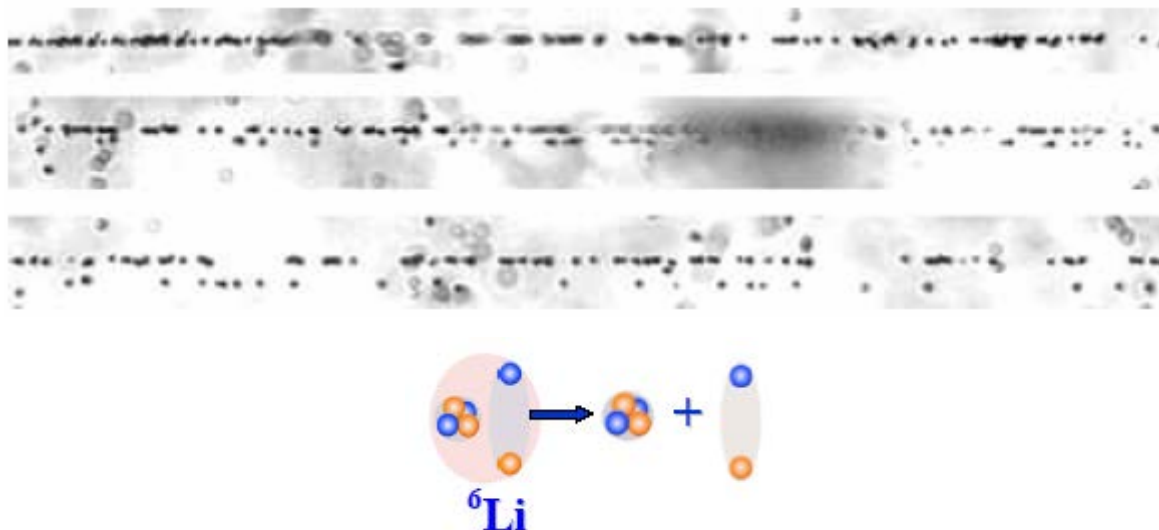


Рис.7. Фотография события фрагментации ядра ^6Li с энергией 4.5 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии на фрагменты H и He. На верхней фотографии виден распад первичного ядра ^6Li на пару фрагментов с очень близкими углами. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить однозарядный и двухзарядный фрагменты

Относительное содержание изотопов водорода и гелия, образующихся при фрагментации релятивистских ядер, интересно не только для ядерной физики, но и для астрофизики, физики космических лучей. В эксперименте [10, 11] по изучению особенностей фрагментации релятивистских ядер ^6Li в фотоэмульсии, классификация изотопов произведена по результатам измерения заряда частицы Z и величины ρ_{BC} , оцениваемой по измерениям

многократного кулоновского рассеяния заряженной частицы в фотоэмульсии.

В эксперименте [12] первой интригующей особенностью было обнаружено уменьшение среднего пробега ядер ${}^6\text{Li}$ по сравнению с ожидавшимся значением. Полученное значение соответствовало бы скорее ядру с массовым числом A равным 11. Это указывает на необычно большой радиус ядра ${}^6\text{Li}$. С использованием геометрической модели перекрытия его значение было оценено как 2.7 ± 0.1 фм, что находится в разумном согласии с известными данными.

Другая отличительная особенность ядра ${}^6\text{Li}$ была получена посредством анализа многократного рассеяния треков. Во-первых, был установлен необычно высокий выход релятивистских дейтронов. Последующий анализ включал ядра ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$. Было показано, что фрагментация ядер ${}^6\text{Li}$ в форме кластеров ${}^3\text{He}$ и трития на порядок представлена слабее, чем структура сформированная α -частицей и дейтроном. Это объясняет усиленный выход дейтронов как отражение структуры из слабосвязанных кластеров α -частицы и дейтрона.

Канал фрагментации ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha$ характеризуется малым значением среднего поперечного импульса α -частиц $\langle p_T^\alpha \rangle = 0.13 \pm 0.1$ ГэВ/с. Известно, что для взаимодействий ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$ в эмульсии это значение равно $\langle p_T^\alpha \rangle = 0.24 \pm 0.01$ ГэВ/с. В духе соотношения неопределенности этот факт является еще одним указанием на большой размер ядер ${}^6\text{Li}$.

Как «уникальные» можно рассматривать 31 событие когерентной диссоциации ядер ${}^6\text{Li}$ не сопровождаемые возбуждением ядра мишени. Среди них 23 события соответствуют каналу диссоциации $\alpha + d$, 4 - ${}^3\text{He} + t$, 4 - $t + d + p$; канал диссоциации - $d + d + d$ отсутствует. Эта топология демонстрирует кластерную структуру ${}^6\text{Li}$ наиболее ярким образом. Более того, благодаря полностью восстановленной кинематике стало возможным восстановить уровни возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$ 2.19, 4.31 МэВ с изоспином $T=0$. Напротив,

уровень 3.56 МэВ имеющий изоспин $T=1$ отсутствует (изоспин системы $\alpha+d$, $T=0$).

Представленные результаты изучения ядра ${}^6\text{Li}$ указали на высокую вероятность процесса обмена зарядом ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He}$ на ядрах фотоэмульсий [3], [4]. Как и ожидалось, он сопровождается рождением заряженного мезона. Этот результат способствовал проведению эксперимента в 1999 г. по облучению эмульсий вновь сформированным пучком ядер трития и ${}^6\text{He}$ на синхрофазотроне ОИЯИ. Такой смешанный пучок является неизбежной результатом сепарации, так как оба ядра имеют одинаковое отношение Z/A и не могут быть разделены при магнитном анализе. Полученная доля ядер ${}^6\text{He}$ в пучке составила величину около 0.01. Частицы с зарядом 2 легко отличимы при визуальном анализе облученной эмульсии.

Продолжением исследований мультифрагментации легких четно-четных ядер с диссоциацией только на α частицы является изучение вклада дейтронов в распады нечетно-нечетных ядер ${}^{10}\text{B}$.

Глава 2. Применение методики ядерных фотоэмульсий при изучении диссоциации легких ядер

2.1. Состав эмульсии БР-2.

Исследования взаимодействий частиц и ядер высоких энергий с ядрами с помощью фотоэмульсионного метода обеспечили получение большого объема обзорной информации с высокой степенью надежности и полноты. Это связано с тем, что метод ядерных фотоэмульсий позволяет получить большое число непосредственных данных о характеристиках ядерных реакций: о числе и природе образующихся при расщеплении ядра заряженных частиц, об угловом и энергетическом распределениях, о передаваемых ядру при столкновении энергии и импульса и т.д.

Органическая основа и светочувствительная компонента эмульсии имеют сложный химический состав. При этом практически значимыми по концентрации являются атомы Н, С, N, О, Ag, Br. Сложный состав эмульсии является серьезным затруднением для идентификации типа ядра мишени при взаимодействии пучковых частиц. В связи с этим, всю совокупность наблюдаемых событий принято подразделять на:

- взаимодействия с тяжелыми (Ag, Br) ядрами со средними характеристиками $\langle A \rangle_{\text{Ag,Br}} = 94$ и $\langle Z \rangle_{\text{Ag,Br}} = 41$;
- взаимодействия с легкими (C, N, O) ядрами со средними характеристиками $\langle A \rangle_{\text{C,N,O}} = 14$ и $\langle Z \rangle_{\text{C,N,O}} = 7$;
- взаимодействия с ядрами водорода (H) с характеристиками $\langle A \rangle_{\text{H}} = 1$ и $\langle Z \rangle_{\text{H}} = 1$;

их разделение проводится по установленным критериям.

В настоящей работе была использована эмульсия типа БР-2, обеспечивающая чувствительность вплоть до релятивистских однозарядных частиц дающих минимум ионизационных потерь. Основные характеристики ядерной эмульсии, применяемой в данных исследованиях, приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Литературные данные и расчеты по составу и некоторым параметрам ядерной фотоэмульсии БР-2 при отн. влажность 58%.

Элемент	Z	10^{22} атомов/см ³
Серебро / Ag	47	1.02
Бром / Br	35	1.01
Йод / I	53	0.006
Углерод / C	6	1.39
Водород / H	1	3.19
Кислород / O	8	0.94
Сера / S	16	0.014
Азот / N	14	0.32

Кроме основного типа эмульсии типа БР-2 в последние годы также широко использовались ее модификации с уменьшенным размером зерна (мелкозернистые) и уменьшенной концентрацией ядер AgBr (разбавленные). Добавление к эмульсии определенных веществ делает ее избирательно чувствительной к некоторым ядерным реакциям. (Например, добавление ¹⁰B делает эмульсию чрезвычайно чувствительным детектором нейтронов [20]). Выбор типа эмульсии зависит от ее предполагаемого применения. Чувствительность эмульсии должна быть достаточно велика, чтобы обеспечить плотность зерен, нужную для регистрации следа частицы. При излишней чувствительности плотность зерен может оказаться настолько большой, что отдельные зерна станут неразличимыми и их число нельзя будет оценить.

2.2. Ионизационные потери заряженных частиц в эмульсии.

Следы, оставляемые заряженными частицами в ядерной эмульсии, образуются в результате передачи энергии от движущейся частицы к атомам светочувствительных зерен. Заряженная частица, движущаяся в любой материальной среде, участвует в ряде взаимодействий с полями атомов и ядер, через которые она проходит; эмульсия сохраняет след каждой частицы

и таким образом делает видимой «запись» этих взаимодействий. Характеристики следа зависят от сорта частицы и ее скорости. Поскольку эти характеристики можно измерять, появляется возможность идентификации частицы. Кроме ядерных реакций, которые могут иметь место при прохождении частицы в области действия ядерных сил, движущаяся заряженная частица теряет энергию на возбуждение или ионизацию атомов вдоль своего пути; при этом она вследствие кулоновского рассеяния много раз слегка меняет направление своего движения.

Когда частицы испытывают ядерные взаимодействия на лету со значительной потерей энергии, заряженные частицы останавливаются вследствие потерь энергии на ионизацию, и средний пробег частиц с энергией E_p равен:

$$\lambda = \int_0^{E_p} - \frac{dE}{dE/dx} \text{ см}, \quad (1)$$

где соотношение для средней потери энергии на ионизацию для частицы с зарядом z и скоростью $v = \beta c$ имеет вид:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I_{em}(1-\beta^2)} - \beta^2 - \sum_i C_i - \delta \right] \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}, \quad (2)$$

где $N_e = \sum_i N_i Z_i$ и $N_e \ln I_{em} = \sum_i N_i Z_i \ln I_i$,

а N_i – плотность в эмульсии атомов с порядковым номером Z_i и ионизационным потенциалом I_i ;

$\sum_i C_i$ – малый член, учитывающий то, что сильно связанные электроны не участвуют в процессе замедления частиц;

δ – небольшая поправка, учитывающая влияние плотности среды.

Плотность следа также непосредственно связана с потерями энергии на ионизацию, но на образование зерен вдоль следа идет только часть полных ионизационных потерь. Чтобы участвовать в образовании первичного следа, атомный электрон образует свой собственный ответвленный след, называемый следом δ -электрона. Можно измерять как плотность зерен вдоль следа, так и плотность δ -электронов.

2.3. Пробеги релятивистских ядер.

Заряженная частица, движущаяся в фотоэмульсии, за счет взаимодействий с атомами испытывают торможение. В результате чего, энергия частицы уменьшается, что, в свою очередь, приводит к уменьшению ее ионизационной способности. Сведения об энергии или природе частиц можно получить по оставленному частицей треку. Длина следа частицы L , представляющая расстояние, измеренное вдоль траектории от точки возникновения следа до последнего проявленного зерна, позволяет определить с достаточно высокой точностью истинный пробег частицы.

Средний свободный пробег определялся как

$$\lambda = L / N, \quad (3)$$

$$\pm \Delta\lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{N}}, \quad (4)$$

где L – суммарная прослеженная длина, N число обнаруженных взаимодействий, $\pm \Delta\lambda$ – статистическая ошибка.

2.4. Методы ручного сканирования фотоэмульсий

В зависимости от задачи эксперимента, сканирование облученных ядерных эмульсий может осуществляться методами «по следу», «по площади» или «по полоскам».

Способ просмотра «по следу» реализуется в прослеживании пучковых треков исследуемых ядер от места входа в эмульсионный слой, до взаимодействия либо до места выходы трека из эмульсии. Просмотр «по следу» дает возможность зарегистрировать все типы взаимодействия без дискриминации, что позволяет определить длину свободного пробега для определенного типа взаимодействия с высокой точностью. Способ просмотра «по следу» значительно увеличивает время просмотра.

Суть метода просмотра «по площади» заключается в поиске событий из интересующих каналов реакций последовательно во всем объеме эмульсионного слоя. Объективы просмотровых микроскопов обеспечивают относительно узкое поле зрения, поэтому просмотр «по площади» эффективен при использовании объективов с невысоким увеличением ($\times 10$), при поиске событий с большой множественностью образующихся треков. Этот метод позволяет существенно увеличить статистику интересующих событий, так как при нем регистрируются события не только от пучковых треков, вошедших в эмульсионный слой с его торца, но и появившихся в любом месте из соседних слоев.

Более быстрый набор статистики (по сравнению с просмотром «по следу») дает так же метод просмотра «по полоскам». Процедура поиска «по полоскам» отличается от просмотра «по площади» тем, что просмотр осуществляется в определенных частях эмульсионного слоя отстоящих друг от друга на некотором расстоянии (шаге) так, что сканированные области напоминают полосы. Ширина шага подбирается в зависимости от условий облучения (тип ядра, энергия) и исследуемого процесса. Поиск событий данным методом опирается на особенности в расположении треков идущих от вершины взаимодействия. Взаимная конфигурация группы вторичных треков, сохраняющаяся на достаточно большом расстоянии от вершины взаимодействия и наблюдаемая в соседних по отношению к вершине полях зрения, позволяет быстро находить взаимодействия исследуемых типов. Длина вторичных треков должна быть много больше шага (ширины

полоски). Метод обладает высокой надежностью и позволяет ускорить набор статистики для определенных каналов реакций. Существенными недостатками метода просмотра «по полоскам» являются трудности в определении значения величины свободного пробега до взаимодействия, а так же меньшая, по сравнению с методами просмотра «по следу» и «по площади», эффективность нахождения событий [21]. Современные автоматические микроскопные комплексы позволяют существенно ускорить процесс сканирования [22, 23].

В данной работе поиск событий осуществлялся просмотром «по следу». Для поиска ядерной реакции в эмульсиях использовался микроскоп МБИ-9 (рис. 8).



Рис. 8. Фотография микроскопа МБИ-9.

2.5. Классификация треков оставляемых заряженными частицами в ядерной фотоэмульсии

При анализе данных в фотоэмульсионных экспериментах, используется следующая классификация частиц. Все вторичные заряженные частицы делятся на три класса в зависимости от скорости β , которая определяется по ионизации или пробегу:

релятивистские или **s-частицы** (ионизация $J < 1.4J_0$, где J_0 - ионизация на следах однозарядных релятивистских частиц);

серые или **g-частицы** ($J \geq 1.4J_0$, остаточный пробег ≥ 3000 мкм);

черные или **b-частицы** (остаточный пробег ≤ 3000 мкм.).

Частицы с серыми и черными следами объединяются в группу **h-частицы** (группа всех фрагментов мишени, включающая в себя g- и b-частицы, т.е. $N_h = N_b + N_g$).

Следы релятивистских частиц отделяются от серых по счету зерен на изучаемом следе и на следе первичной частицы (на той же глубине в эмульсии). Черные следы отделяются от серых по длине остаточного пробега частицы ($R_b \leq 3000$ мкм.). Из-за высокого пространственного разрешения фотоэмульсии регистрируются также ядра отдачи и δ -электроны.

2.6. Определение зарядов релятивистских ядер в эмульсии

В используемой фотоэмульсии БР-2 визуально (по плотности проявленных зерен) легко идентифицируются однозарядные и двухзарядные релятивистские частицы, так как однократная ионизация релятивистских однозарядных частиц надежно отличается от четырехкратной ионизации частиц с зарядом 2.

Ядра с зарядами $Z \geq 3$ можно различить методом счета δ -электронов (N_δ) (рис. 9) на единице длины исследуемого трека. Ввиду возможного различия условий проявления ядерных фотоэмульсий, в разных пластинках на треках, оставляемых частицами с одной и той же величиной заряда, число N_δ может несколько отличаться. Даже в одной и той же пластинке число N_δ для одинаковых частиц, лежащих на разной глубине, может несколько отличаться. Поэтому, приступая к определению зарядов фрагментов, производится соответствующую калибровку. Для этого считается N_δ на треках, оставляемых частицами с заведомо известным зарядом. Зная N_δ для $Z=1$ и $Z=2$, легко подсчитать ожидаемые значения N_δ для других величин зарядов. Полуэмпирическое соотношение: число δ -электронов на единицу

длины (плотность δ - электронов) – заряд может быть написано в виде: $N_\delta = aZ^2 + b$, где N_δ - число δ - электронов на следе релятивистской частицы на единицу длины, Z - электрический заряд ядра.

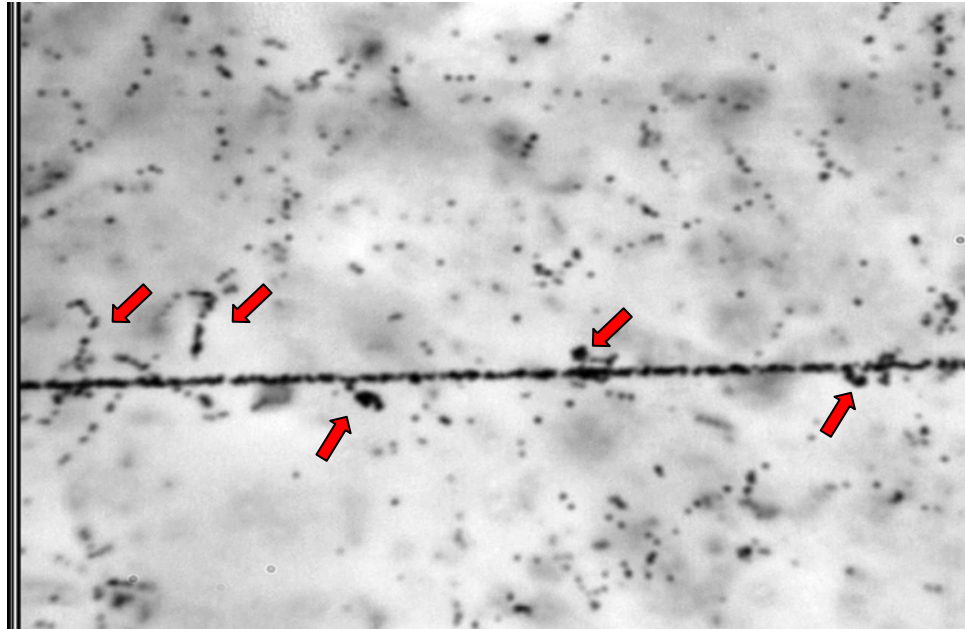


Рис. 9 На рисунке представлен первичный трек для ядра ^{14}N . Стрелками указано местоположение δ -электронов.

2.7. Определение угловых характеристик первичных и вторичных треков ядер в фотоэмульсии.

Поиск и набор материала в ядерной фотоэмульсии производится на стадии просмотра, предшествующего непосредственным измерениям, иногда с целью выделения определенных типов событий. Анализ угловых распределений играет важную роль в описании физической картины изучаемой реакции. Эмульсионная методика позволяет проводить измерения углов треков как первичных частицы, так и образовавшихся с высокой точностью $\sim 10^{-3}$ рад. Измерения угловых характеристик треков проводятся в системе координат, связанной с декартовыми координатами микроскопа.

Измерение углов вылета вторичных релятивистских частиц относительно первичной частицы (полярного θ и азимутального ψ) проводилось на специальном измерительном микроскопе для ядерных

исследований KSM-1 фирмы Zeiss (рис. 10). Так как микроскоп предназначен для измерения импульсов частиц высокой энергии по многократному кулоновскому рассеянию, то шумы микроскопа при измерении координат следов можно не учитывать.



Рис. 10. Внешний вид микроскопа для точных измерений KSM-1 фирмы Zeiss

В данной работе измерения углов вылета вторичных частиц производились координатным методом. Стоит отметить, что существуют ситуации, когда невозможно провести угловые измерения. Чаще всего это связано с местоположением события в эмульсии. К примеру «звезда» расположена слишком близко к краю пластинки и т.д. Далее предполагаем, что условия для измерения благоприятные. Углы вторичных частиц, измеряемые в эмульсиях, и их обозначения приведены на рис. 11.

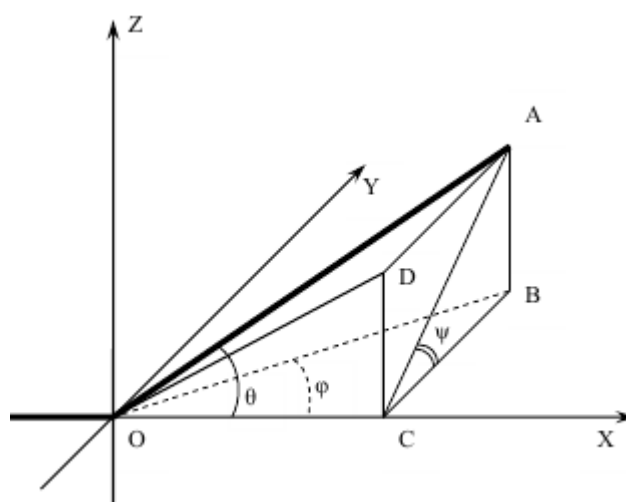


Рис. 11. Определение углов вылета вторичных частиц. OX - направление первичной частицы, $\angle AOC$ - полярный угол θ , $\angle ACB$ - азимутальный угол ψ , $\angle BOC$ угол в плоскости

эмульсии (плоский угол) φ , $\angle DOC$ - глубинный угол α . (Все углы приведены в системе координат связанной с первичной частицей)

Эмульсионный слой, наклеенный на стекло закрепляется на столике микроскопа. При этом пластинка разворачивается таким образом, что бы направление первичной частицы наилучшим образом совпадало с осью OX столика микроскопа с точностью (0,1 – 0,2 мкм). Перед началом измерений выбирают прямоугольную декартову систему координат следующим образом. Ось OX – направлена по ходу пучка вдоль проекции первичного следа. Ось OZ – перпендикулярно плоскости эмульсии и направлено от стекла, на котором закреплена эмульсия к поверхности. Ось OY – таким образом, чтобы получилась правая система координат. За начало координат выбирается «вершина» события. В данной системе координат можно определить координаты точек, как трека первичной частицы, так и треков фрагментов. В зависимости от величины угла трека в плоскости эмульсии φ используют один из двух методов измерения: координатный – для измерения малых значений углов и угловой для измерения больших углов. Координатный метод основан на измерении трех координат (x,y,z) точки трека в эмульсии на основе которых вычисляются углы треков. Для перехода в систему координат связанную с первичной частицей проводятся измерения углов первичного трека. Затем, по известным значениям полярного угла θ и азимутального угла ψ первичного трека переходят в систему координат, связанную с первичной частицей по формулам (5).

$$\begin{aligned} x &= x' \cdot \cos(\theta^0) + y' \cdot \sin(\theta^0) \cdot \cos(\psi^0) + z' \cdot \sin(\theta^0) \cdot \sin(\psi^0) \\ y &= -x' \cdot \sin(\theta^0) + y' \cdot \cos(\theta^0) \cdot \cos(\psi^0) + z' \cdot \cos(\theta^0) \cdot \sin(\psi^0) \\ z &= -y' \cdot \sin(\psi^0) + z' \cdot \cos(\psi^0) \end{aligned} \quad (5)$$

Координаты со штрихом – в системе связанной с эмульсией, без штриха в системе координат связанной с первичной частицей. По сути (5) – представляет собой поворот системы координат на угол θ^0 вокруг оси OZ и

на угол ψ^0 вокруг оси ОХ. Вычисление углов можно провести исходя из следующих соотношений (6).

$$\begin{aligned}
 \operatorname{tg}(\theta) &= \frac{\sqrt{z^2 + y^2}}{x}, & \cos(\theta) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \\
 \operatorname{tg}(\psi) &= \frac{z}{y}, & \cos(\psi) &= \frac{y}{\sqrt{z^2 + y^2}} \\
 \cos(\varphi) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, & \sin(\varphi) &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \\
 \cos(\alpha) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + z^2}}, & \sin(\alpha) &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}}
 \end{aligned} \tag{6}$$

При угловых расчетах необходимо учитывать изменения первоначальной толщины эмульсионного слоя вследствие его усадки во время проявки. Поэтому при определении z координат точек следов учитывается коэффициент усадки эмульсии Δ , представляющий собой отношение начальной толщины эмульсионного слоя к ее толщине во время проведения измерений. Предварительно перед сборкой стопки измеряется толщина каждого эмульсионного слоя в нескольких точках. Далее по формуле (7), рассчитывают коэффициент усадки Δ .

$$\Delta = \frac{h_0}{h} \tag{7}$$

где h_0 и h толщины слоя в точке измерения до и после проявки соответственно.

В работе не ставится целью подробный анализ всевозможных ошибок угловых измерений, связанных с особенностями методики. Подробное описание оценки ошибок измерений можно найти в [24, 25]. Отметим только некоторые моменты. При оценке истинной формы следа предполагается, что движение столика микроскопа является строго прямолинейным. В действительности же качество каждого микроскопа в этом отношении определяется его конструктивной схемой, тщательностью изготовления, особенностями эксплуатации и т.д. При измерении глубин (координаты z)

необходимо учитывать кривизну поля зрения объективов. Это объясняется тем, что участок резкой видимости в поле зрения микроскопа, на самом деле не является плоским. Вследствие этого резкое изображение двух точек, видимых в различных частях поля зрения микроскопа, вовсе не означает, что они находятся на одинаковой глубине в эмульсии. Для преодоления этого затруднения точки, глубины которых необходимо измерить, должны устанавливаться на равных расстояниях от центра поля зрения микроскопа. Последнее связано с тем, что поверхность резкой наводки обладает, как правило, круговой симметрией относительно оси оптической системы, при условии, что последняя надлежащим образом отъюстирована. Обычно для угловых измерений используются иммерсионные объективы. При этом кажущаяся и фактическая глубины, оказываются весьма близкими, вследствие незначительной разницы в показателях преломления обычно применяемого иммерсионного масла ($n=1.52$) и желатины. По завершении работы с пластинки удаляется иммерсия, для предотвращения заметного изменения толщины эмульсии в месте контакта иммерсионного масла и эмульсии (что необходимо учитывать и при работе).

Описанный вариант измерения углов не является единственным. Выбор методики зависит от конкретной задачи и имеющихся ресурсов.

2.8. Измерение импульсов методом многократного рассеяния и идентификация изотопов водорода (^1H , ^2H и ^3H) и гелия (^3He и ^4He).

При прохождении заряженной частицы через материальную среду направление ее движения непрерывно изменяется вследствие большого числа малых отклонений, возникающих в результате кулоновского рассеяния атомными ядрами, расположенными вдоль траектории движения частицы, импульс которой хотим измерить.

Для определения среднего углового отклонения частицы применяется два метода, основанных на измерении отклонений проекции следа на плоскость эмульсии от оси ОХ столика микроскопа. В первом из них,

который получил название углового метода, определяется направление касательной к траектории в ряде находящихся на ней равноудаленных точек и вычисляются средние угловые отклонения, представляющие разности между последовательными отсчетами. Во втором, так называемом координатном методе измеряются координаты последовательных точек на траектории, отстоящих друг от друга на расстояние t . Подобные измерения позволяют найти угловые отклонения между последовательными хордами путем вычисления вторых разностей между отсчетами.

В нашем случае для определения среднего углового отклонения частицы применялся координатный метод. Измерение координат последовательных точек на траектории, отстоящих друг от друга на расстояние t , позволяют найти угловые отклонения между последовательными хордами, путем вычисления вторых разностей между отсчетами [25]. Чтобы измерить рассеяние с помощью этого метода, след выставляется приблизительно параллельно оси, совпадающей с направлением движения столика микроскопа так, чтобы при перемещении он не выходил из поля зрения. Через равные участки длины величиной t (которые обычно называют ячейками) измеряется отклонение следа вдоль оси ОХ (обозначим ее как y_i). Первые разности, обозначенные здесь как:

$$S_i = y_i - y_{i+1}, \quad (8)$$

дают для заданной ячейки t наклоны хорд. Затем вычисляются вторые разности координат (обозначим их как D_i):

$$D_i = (y_{i+2} - y_{i+1}) - (y_{i+1} - y_i) = y_{i+2} - 2y_{i+1} + y_i = S_i - S_{i+1}, \quad (9)$$

которые дают последовательные взаимные отклонения хорд. Это отклонение обратно пропорционально импульсу частицы.

При определении среднего углового отклонения частицы можно устранить отдельные, выпадающие по своей большой величине значения, обусловленные однократным рассеянием. Это достигается путем исключения

значений D_i , превышающих $4\langle D \rangle$. Другой способ состоит в замене всех D , превышающих $4\langle D \rangle$, значениями, равными $4\langle D \rangle$.

Среднее значение отклонения частицы $\langle D \rangle$ на ячейках длиной t связано с величиной $p\beta c$ выражением (10):

$$\langle D \rangle = \frac{Z_f K t^{\frac{3}{2}}}{573 p \beta c}, \quad (10)$$

откуда:

$$p \beta c = \frac{Z_f K t^{\frac{3}{2}}}{573 \langle D \rangle} \quad (11)$$

где Z_f – заряд, p – импульс, βc – скорость частицы, K – константа рассеяния. Измеренное значение $\langle D \rangle$ позволяет оценить величину импульса p , которым обладал фрагмент, а вместе со значением заряда, позволяет его полностью идентифицировать.

Глава 3. Облучение эмульсий в пучке ^{10}B и измерение характеристик продуктов реакции.

3.1. Сборка эмульсионных слоев в стопки и проведение облучения.

Стопка слоев ядерной фотоэмульсии была облучена вторичным пучком ядер ^{10}B с импульсом 1.7 А ГэВ/с на Нуклотроне ЛВЭ ОИЯИ (рис. 12), г. Дубна. Был сформирован пучок, геометрия которого соответствовала профилю стопки с достаточно равномерным распределением. Размеры пучка контролировались многопроволочными пропорциональными камерами, а полный поток – мониторным счетчиком.

Фотоэмульсионные слои имеют размер $10 \times 20 \text{ см}^2$, толщина до проявки составляет порядка 500 мкм. При облучении пучок был направлен параллельно плоскости эмульсии вдоль ее длинной стороны (рис. 13 и рис. 14).

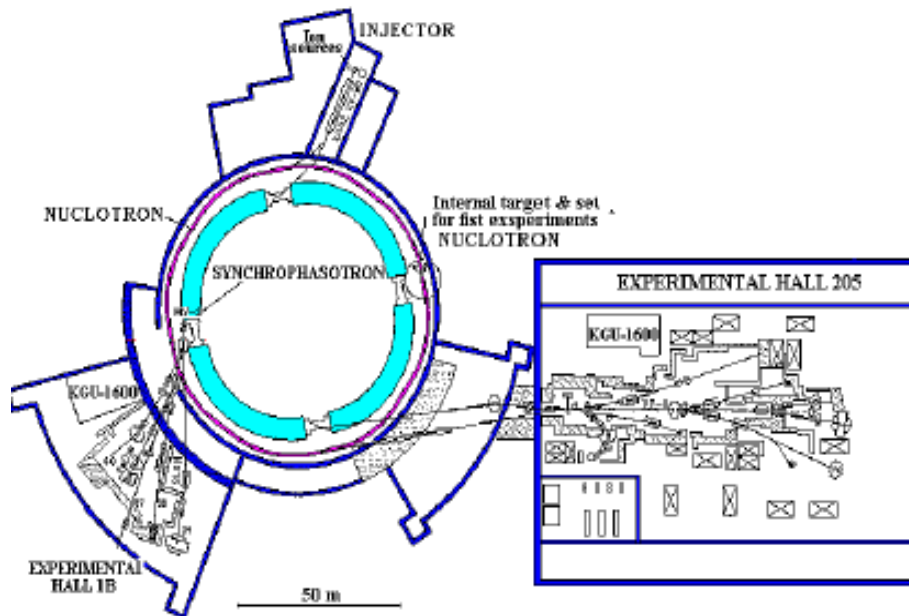


Рис. 12. Схема ускорительного комплекса Лаборатории высоких энергий ОИЯИ

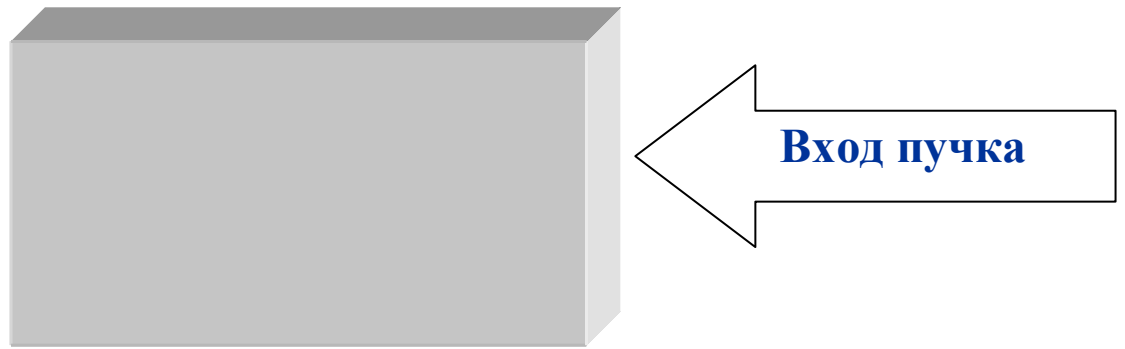


Рис. 13. Положение кассеты во время облучения (вид сверху). Расположение слоев: нумерация в данном положении сверху вниз по ходу пучка, т.е. переходы треков идущих к поверхности в пластинке X , надо искать у стекла пластины $X-1$ и треки выходящие у стекла искать на поверхности в пластине $X+1$.

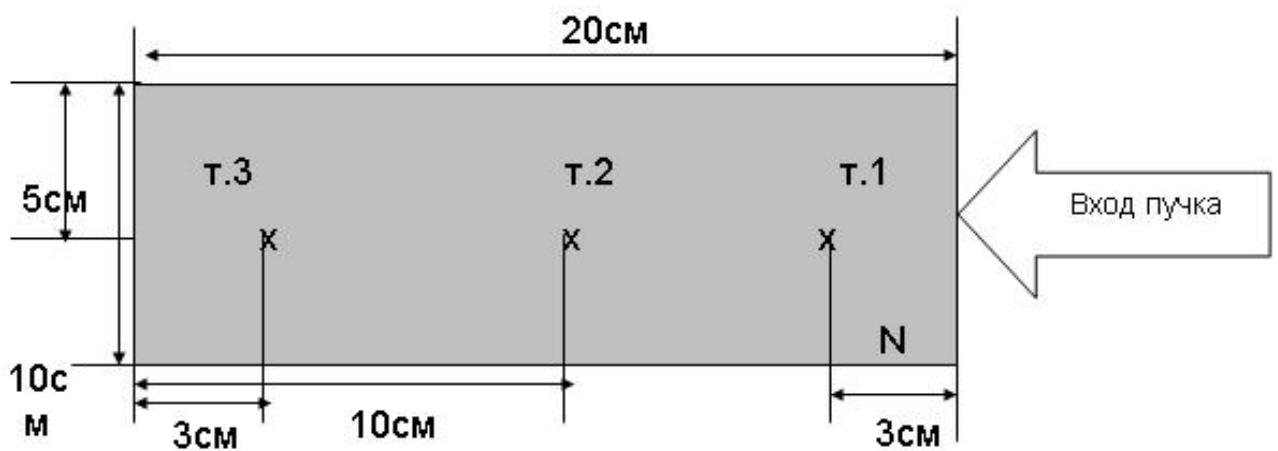


Рис. 14. Представлено схематическое изображение эмульсионного слоя, где N – номер пластинки, $т.1$, $т.2$, $т.3$ – точки, в которых измеряется толщина эмульсии до и после химической проявки. Ширина эмульсии – 10 см., длина – 20 см., толщина ≈ 500 мкм.

3.2. Поиск событий по следу и описание найденных событий.

Просмотр слоев с целью поиска ядерных взаимодействий ^{10}B с ядрами эмульсии велся путем прослеживания вдоль следа (см. глава 2) на микроскопах типа МБИ-9 при 900-кратном оптическом увеличении. Прослеживание необходимого трека велось от его входа в пластинку до взаимодействия или выхода из слоя. Такой вид сканирования по следу дает возможность зарегистрировать все типы взаимодействий без дискриминации, что позволяет определить средние длины пробега ядер λ с высокой точностью.

Для получения высокой эффективности регистрации событий с малым углом отклонения одного из вторичных следов относительно первичного необходимо следить за тем, что бы центр тяжести пучка был все время параллелен точному перемещению столика микроскопа по оси ОХ.

Для фиксации положения следов в поле зрения и регистрации малых угловых отклонений используется специальная окулярная шкала (рис. 15).

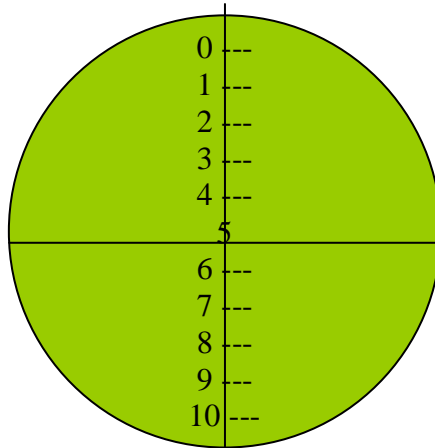


Рис. 15. Вид шкалки окуляра микроскопа МБИ 9.

В данной работе на суммарной просмотренной длине 241 м было найдено 1664 неупругого взаимодействия $^{10}\text{В}+\text{Em}$, в том числе 127 «белых» звезд, что составляет 7.6% от общей статистики. Таким образом, средний свободный пробег для ядер $^{10}\text{В}$ составил $\lambda = (14.5 \pm 0.4)$ см (рис 16). Распределение событий по зарядовым конфигурациям вторичных треков представлено в таблице 2.

Анализ приведенной таблицы каналов диссоциации ядра $^{10}\text{В}$ указывает, что ярко выражено доминирование каналов диссоциации ядра $^{10}\text{В}$, содержащих только изотопы Н и Не. Канал $^{10}\text{В}\rightarrow 2\text{Не}+\text{Н}$ лидирует среди событий типа «белая» звезда (78%) и событий с фрагментами мишени (60%).

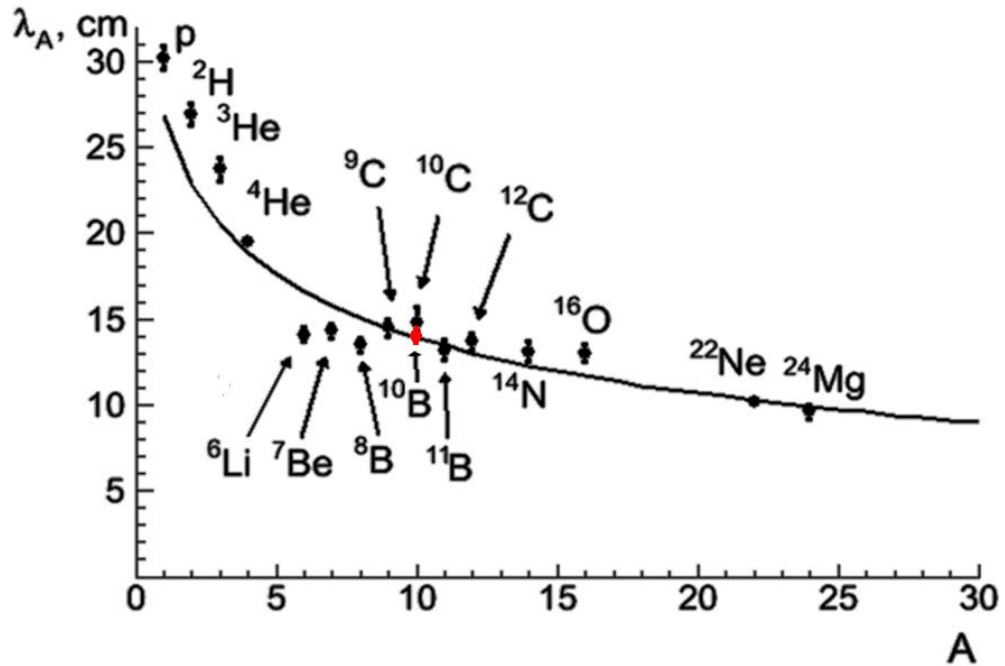


Рис. 16. Средняя величина пробега $\lambda(A)$ для неупругих взаимодействий в ядерной фотоэмульсии в зависимости от массы налетающего ядра A ;

Таблица. 2. Распределение событий по зарядовой топологии «белых» звезд при диссоциации ядер ^{10}B с энергией 1 А ГэВ

Q полный заряд	Заряд фрагмента Z			События с фрагментами мишени	События типа «белая» звезда
	$Z \geq 3$	2	1		
5	1	1	-	16	5
5	1	-	2	23	5
5	-	1	3	91	16
5	-	2	1	278	99
5	-	-	5	16	1
5	1	-	1	36	1

3.3. Угловые распределения продуктов фрагментации ядра - снаряда в канале $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$.

В своем большинстве, фрагменты ядра-снаряда вылетают в переднем узком угловом конусе, угол раствора которого определяется по формуле:

$$\langle \theta_{\text{фр}} \rangle \approx \langle \sin(\theta_{\text{фр}}) \rangle \approx \frac{p}{p_0}, \quad (12)$$

где p — Ферми-импульс, а p_0 — импульс на нуклон ядра-снаряда. Из приведенной формулы видно, что чем больше импульс на нуклон снаряда, тем меньше углы вылета фрагментов ядра-снаряда. Таким образом при импульсе ядра-снаряда 1.7 А ГэВ/с и при Ферми-импульсе 0.2 ГэВ/с получаем:

$$\langle \theta_{\text{фр}} \rangle = 0.2/1.7 = 0.117 \approx 7^\circ \quad (13)$$

Измерение координат точек треков проводилось последовательно в одном направлении (слева направо и от поверхности слоя к стеклу) по ходу пучка начиная с первичного трека и далее для всех треков фрагментов одновременно. Для всех треков измерялись по 10 троек (x , y , z) координат точек с шагом 100 мкм , при общей длине следа, используемой для измерения, 1 мм . На данной длине трека установленная точность измерения углов α , φ лежит в интервале $(1.1, 0.2)$ мрад, где нижняя граница определяется инструментальными возможностями микроскопа KSM-1, размером зерна эмульсии, базой измерения.

Для проведения процедуры измерения пространственных углов из накопленной статистики канала $^{10}\text{В} \rightarrow 2\text{Не} + \text{Н}$ было отобрано 296 событий, включая «белые» звезды. Выборка обусловлена в основном геометрическим расположением событий в объеме эмульсии относительно маркировки и не вносит каких-либо дополнительных критериев отбора. Информацию о механизме образования пар α -частиц несет спектр их углов разлета $\Theta_{2\alpha}$. На рисунке 17 представлено распределение событий фрагментации $^{10}\text{В} \rightarrow 2\text{Не} + \text{Н}$ по величине относительно пространственного угла Θ между α -частицами.

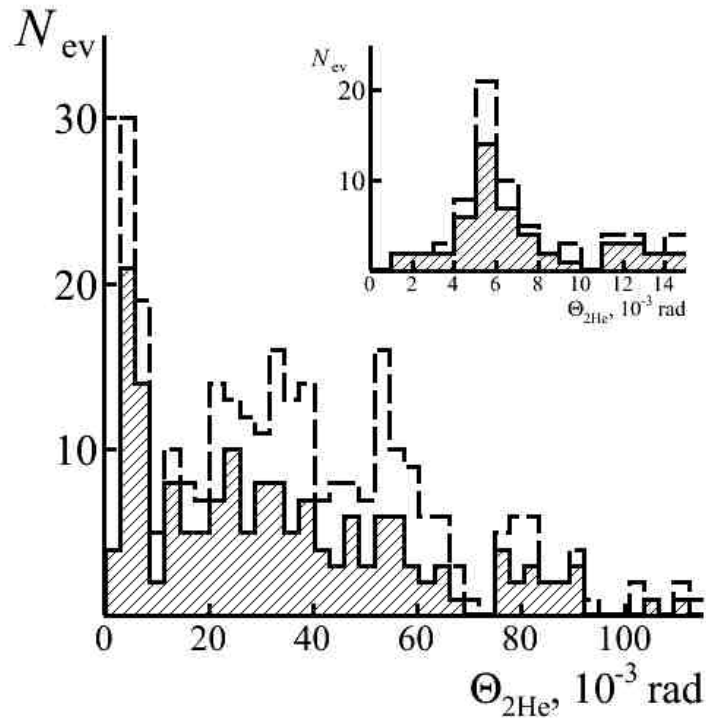


Рис 17. Распределение событий $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ по углу разлета $\Theta_{2\text{He}}$ в парах 2He для всех найденных событий (пунктир) и в «белых» звездах (заштриховано), на вставке увеличенное распределение $\Theta_{2\text{He}}$.

Как видно из распределения в области малых углов ($\Theta_{2\alpha} < 10.5$ мрад) наблюдается выраженный пик со средним значением 5.7 ± 0.2 мрад. Данную область распределения можно интерпретировать как распад ядра ^8Be в основном состоянии для 56 событий, включая 40 «белых» звезд. Для сравнения приводятся результаты исследования для ядер ^9Be и ^{10}C [1]. В распределениях по углу разлета α -частиц для ядер ^9Be , ^{10}C и ^{11}C (рис 18) пик, относимый к распаду ядра ^8Be в основном состоянии, немного смещен в область малых углов в силу большего импульса на нуклон (1.95 ГэВ/с).

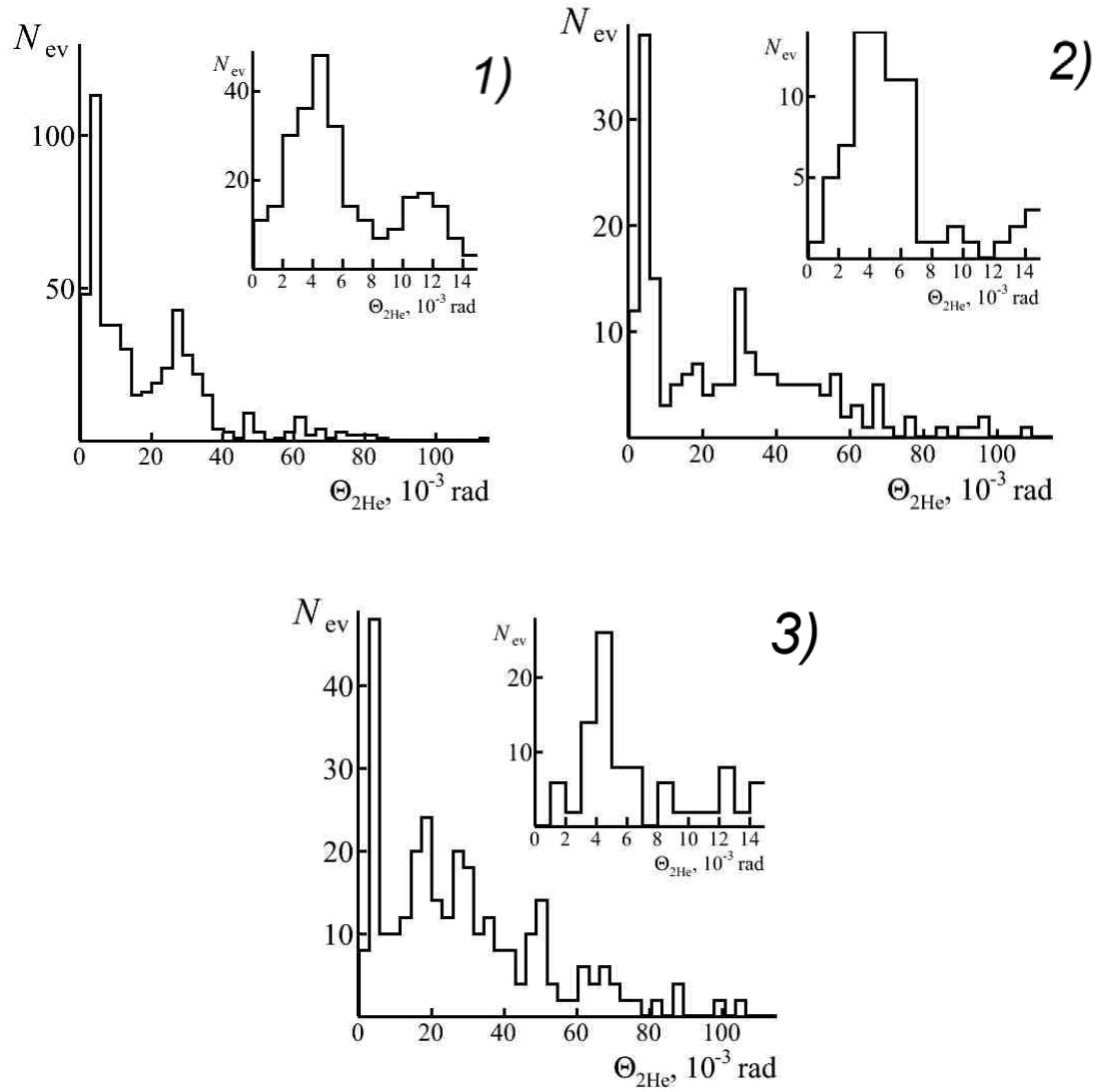


Рис 18. Распределение по углу разлета $\Theta_{2\text{He}}$ для событий: 1) ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$, 2) ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$, 3) ${}^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$. На вставках увеличенное распределение $\Theta_{2\text{He}}$.

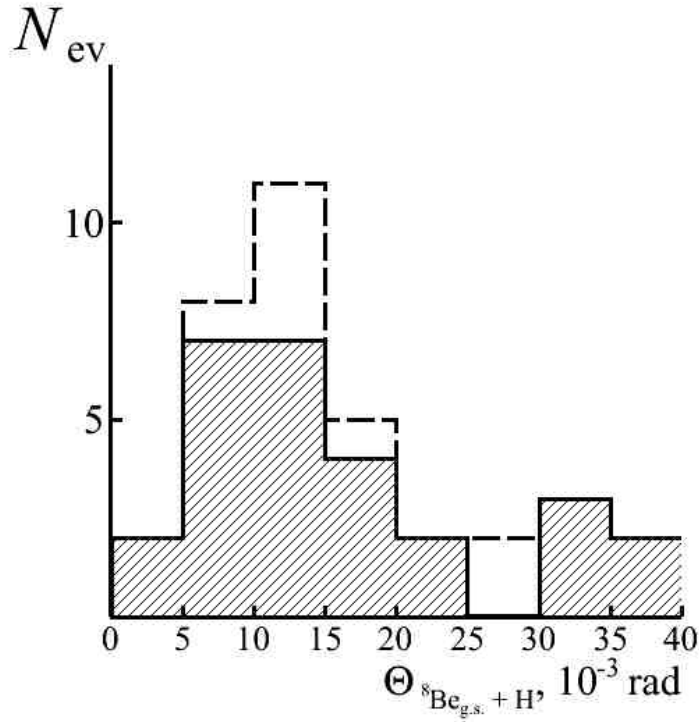


Рис. 19. Распределение событий $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ по углу разлета Θ_{BeH} в тройках $2\text{He} + \text{H}$ для всех найденных событий (пунктир) и в «белых» звездах (заштриховано)

Из распределения событий по пространственному углу Θ^8_{BeH} (рис 19) в интервале $0 < \Theta^8_{\text{BeH}} < 25$ мрад возможно выделить пик со средним значением $\langle \Theta^8_{\text{BeH}} \rangle = 12.2 \pm 0.9$ мрад, который указывает на 28 распадов относимых к ядру ^9B в основном состоянии. [26], включая 22 таких распада в «белых» звездах. Для сравнения на рисунке 20 приводятся данные по ядрам ^{10}C и ^{11}C . Таким образом можно предположить, что в структуре стабильного ядра ^{10}B проявляются нестабильные ядра ^8Be ($T_{1/2} = 6.7 \cdot 10^{-17}$ с) и ^9B ($T_{1/2} = 8 \cdot 10^{-19}$ с) соответствующий вклад которых составил $(26 \pm 4) \%$ и $(14 \pm 3) \%$ соответственно.

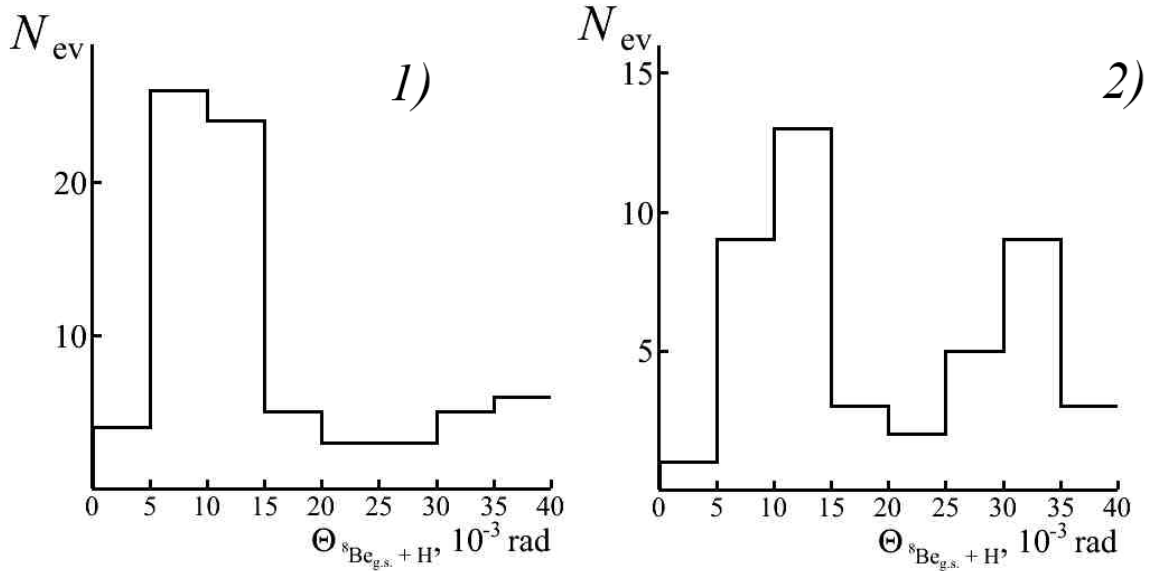


Рис. 20. Распределение событий: 1) $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ по углу разлета Θ_{BeH} в тройках $2\text{He} + \text{H}$ и 2) $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ по углу разлета Θ_{BeH} в тройках $2\text{He} + 2\text{H}$ во всех найденных звездах.

3.4. Спектры энергии возбуждения фрагментов в канале $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$.

Для представления распадов необходим переход к рассмотрению распределений по инвариантной массе ансамблей фрагментов, определенной по углам разлета фрагментов в приближении сохранения ими продольного импульса на нуклон, с вычетом массы начального ядра (формулы 14).

$$P_x = P_o \cdot A \cdot \cos\alpha \cdot \cos\varphi$$

$$P_y = P_o \cdot A \cdot \cos\alpha \cdot \sin\varphi$$

$$P_z = P_o \cdot A \cdot \sin\alpha$$

$$P_{\text{tot}} = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}$$

$$E_A = \sqrt{P_o^2 \cdot A^2 + m_A^2}$$

(14)

$$Q_{A_1 A_2} = M^* - M$$

$$M^* = \sqrt{(m_1 + m_2)^2 - (P_{\text{tot}1} + P_{\text{tot}2})^2}$$

$$\Theta_{A_1 A_2} = \frac{P_{x1} \cdot P_{x2} + P_{y1} \cdot P_{y2} + P_{z1} \cdot P_{z2}}{P_{\text{tot}1} \cdot P_{\text{tot}2}}$$

$$Q_{A_1 A_2} = \sqrt{2 \cdot m_1 \cdot m_2 + E_1^2 + E_2^2 - 2P_{\text{tot}1} \cdot P_{\text{tot}2} \cdot \cos(\Theta_{A_1 A_2})} - (m_1 + m_2)$$

Ранее анализ спектров $Q_{2\alpha}$ при фрагментации релятивистских ядер ${}^9\text{Be}$ позволил надежно выявить образование несвязанных ядер ${}^8\text{Be}$ в основном и первом возбужденном состоянии [15]. На рис 21 и рис 22 приведено распределение событий канала ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha + p$ по энергии возбуждения $Q_{2\alpha}$ пар 2α . и $Q_{2\alpha p}$ троек $2\alpha + p$, определяемой по формуле (формулы выше). Среднее значение из распределения по $Q_{2\alpha}$ в области энергий $Q_{2\alpha} < 200$ кэВ равно (95.8 ± 6.1) кэВ, что близко по величине к значению основного состояния ${}^8\text{Be}$ ($Q = 91.2$ кэВ). В свою очередь распределение по энергии $Q_{2\alpha p}$ троек $2\alpha + p$ в области $0 < Q_{2\alpha p} < 400$ кэВ имеет среднее значение (261 ± 23) кэВ, что соответствует основному состоянию ${}^9\text{B}$.

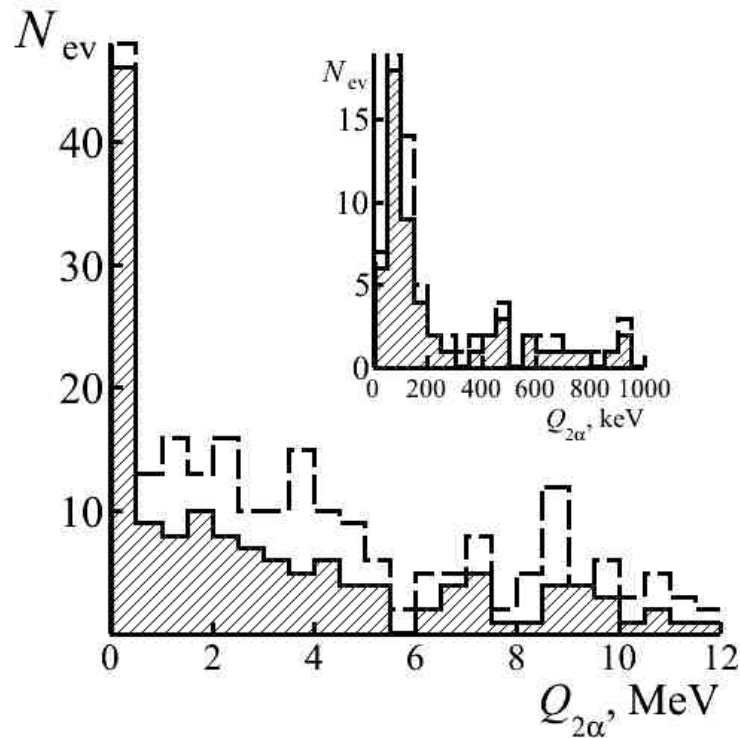


Рис.21. Распределение событий ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ по энергии $Q_{2\alpha}$ пар α -частиц для всех найденных событий (пунктир) и в «белых» звездах (заштриховано); на вставке увеличенное распределение $Q_{2\alpha}$.

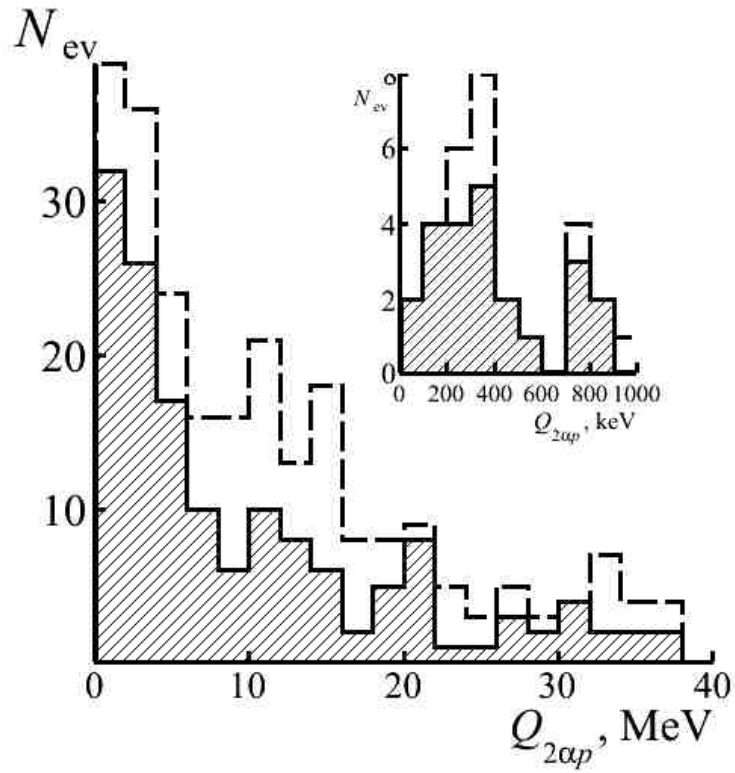


Рис.22. Распределение событий $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ по энергии $Q_{2\alpha p}$ троек $2\alpha + p$ для всех найденных событий (пунктир) и в «белых» звездах (заштриховано); на вставке увеличенное распределение $Q_{2\alpha p}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные выводы данной работы состоят в следующем:

1. Была дополнена статистика по зарядовой топологии каналов диссоциации ядер ^{10}B в количестве 85 событий. Анализ статистики по каналам диссоциации указал на то, что события $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ доминируют над остальными.

2. На общей длине 241 м. было найдено 1664 взаимодействия, включая 127 событий типа «белая» звезда. Сканирование фотоэмульсии по следу позволило дать оценку среднего пробега ядер ^{10}B до неупругого взаимодействия – (14.5 ± 0.4) см.

3. Были выполнены угловые измерения треков событий $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ в количестве 100 событий. Таким образом, на основании общего числа 296 измеренных событий был проведен анализ данных.

4. Распределение событий по пространственному углу между 2 α -частицами в области малых углов ($\theta_{2\alpha} < 10.5$ мрад) указал на распад ^8Be в основном состоянии в 56 событий, включая 28 «белых» звезд. Распределение по углу разлета между $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ позволило предложить о распаде ядра ^9B в основном состоянии в 28 событий, включая 22 «белые» звезды;

5. Важным выводом работы является то, что в структуре стабильного ядра ^{10}B проявляются нестабильные ядра ^8Be и ^9B с вероятностью $(26 \pm 4)\%$ и $(14 \pm 3)\%$ соответственно;

6. Результаты данной работы были включены в публикацию «Диссоциация релятивистских ядер ^{10}B в ядерной эмульсии» в журнале ЭЧАЯ, отправленную в редакцию (предположительный срок издания январь 2017 г.).

7. За время прохождения дипломной практики была освоена методика ядерных фотоэмульсий. Полученные знания были использованы в исследовании структурных (кластерных) особенностей релятивистского ядра ^{10}B .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1]. Интернет - ресурс: <http://becquerel.lhe.jinr.ru>;
- [2]. Adamovich M. I. et al. JINR Communication E1-10838, Dubna, 1977.
- [3]. Марин А. и др.,// Ядерная физика. 1980. Т. 32. С. 1387.
- [4]. Абдуразакова У. А., Бондаренко Р. А., Гулямов У. Г. , Чернов Г. М. // Ядерная физика. 1984. Т. 39. С. 272.
- [5]. Белага В. В. и др.// Ядерная физика. 1995. Т. 58. С. 2014; Belaga V. V. et al // Phys. At. Nucl. 1995. V. 62. P. 1905.
- [6]. Белага В. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. С. 385; Belaga V. V. et al // JETP Lett. 1995. V. 47. P. 395.
- [7]. Бондаренко А. И. и др.// Ядерная физика. 1998. Т. 61. С. 263; A. I. Bondarenko A. I. et al // Phys. At. Nucl. 1998. V. 61. P. 214.
- [8]. Adamovich M. I. et al. // Z. Phys. C. 1992. V. 55. P. 235.
- [9]. Андреева Н. П. и др. // Ядерная физика. 1996. Т. 59. С. 110; Andreeva N. P. et al. // Phys. At. Nucl. 1996. V. 59. P. 102.
- [10]. Лепехин Ф. Г. и др. // Ядерная физика. 1995. Т. 58. С. 881; Lepikhin F. G. et al. // Phys. At. Nucl. 1995. V. 58. P. 816.
- [11]. Lepikhin F. G. et al. // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 1. P. 137.
- [12]. Адамович М. И. И др. // Ядерная физика. 1999. Т. 62. С. 1461; Adamovich M. I. et al. // Phys. At. Nucl. 1999. V. 62. P. 1378.
- [13]. Adamovich M. I. et al. // Part. Nucl., Lett. 2002. V. 110. P. 29; nucl-ex/0206013.
- [14]. D. A. Artemenkov et al. «Special features of the $9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ fragmentation in emulsion at energy of 1.2 A GeV». Phys. Atom. Nucl. 70, pp. 1222-1225 (2007); arXiv: nucl-ex/0605018 [nucl-ex].

- [15]. D. A. Artemenkov et al. «Detailed study of relativistic ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ fragmentation in peripheral collisions in a nuclear track emulsion». *Few Body Syst.* 44, 273 (2008).
- [16]. Y.L. Parfenova and Ch. Leclercq-Willain, «Hyperfine anomaly in Be isotopes and neutron spatial distribution: A three-cluster model for ${}^9\text{Be}$ », *Phys. Rev. C* 72, 054304 (2005).
- [17]. К. З. Маматкулов и др. «Диссоциация ядер ${}^{10}\text{C}$ с энергией 1.2 А ГэВ в ядерной фотографической эмульсии». *Ядерная физика*, т. 76, № 10, с. 1286–1291 (2013). [*Phys. At. Nucl.* Vol. 76, No. 10, pp. 1224-1229 (2013)]; arXiv: 1309.4241 [nucl-ex].
- [18]. Богданов В. Г. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. 1986. Т. 44. С. 306.
- [19]. .А. С. Давыдов, *Теория атомного ядра*, ГИЗ физ – мат. Литературы, Москва, 1958, с. 607
- [20]. Artemenkov, D. A. et al, «Irradiation of Nuclear Track Emulsions with Thermal Neutrons, Heavy Ions, and Muons», *Physics of Atomic Nuclei*, Volume: 78, Issue: 5, Pages: 579-585, 2015
- [21]. Артеменков Д.А, кандидатская диссертация «Исследование фрагментации ядер ${}^9\text{Be}$ на альфа – частичные пары в ядерной фотоэмульсии при энергии 1.2 А ГэВ», ЛФВЭ ОИЯИ, 2008 г;
- [22]. Aleksandrov A.B. et al., «Completely automated measurement facility (PAVICOM) for track-detector data processing» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*;
- [23]. Serio M. De et al., «High precision measurements with nuclear emulsions using fast automated microscopes» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*;
- [24]. В.Г. Воинов, И.Я. Частников «Многократное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях» Издательство «Наука» Казахской ССР, Алма-Ата 1969 г.

- [25]. С.Пауэлл, П.Фаулер, Д.Перкинс. Исследование элементарных частиц фотографическим методом, ИЛ. М. 1962. С.91
- [26]. Toshito T. et al. Measurements of projectile-like ^8Be and ^9B production in 200–400 MeV/nucleon ^{12}C on water // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 067602.

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Скрипт для построения распределения по парному углу между 2 α -частицами.

```

{
#include "math.h"
#include "iostream.h"
#include "iomanip.h"
#include "vector.h"
gROOT->Reset();
gROOT.SetStyle("Pub");
#include "Riostream.h"
#include "math.h"
ifstream in1;
struct Pv{
Float_t px;
Float_t py;
Float_t pz;
Float_t e;
Float_t m;
Float_t ph;
};
in1.open("B10_10_05.dat");
Float_t alpha, phi, theta=0, sptsum=0;
Int_t ntrek, stype, type;
Int_t nlines = 0;
Int_t y1, y2, y3, y4;
Int_t name, nb, ng, ns, nf, na, n6, bu, bu1, z2, u;
Float_t mhe=3.728, mp=0.939, sigp=0, pt=0, err=0;
Int_t nAg=0, nCNO=0, nH=0;
Int_t f=0, f1=0, k=0, k1=0;
vector<Pv>H;
vector<Pv>He;
TH1F *h3 = new TH1F("h3","theta 2a",40,0,115);
TH1F *h33 = new TH1F("h33","theta 2a zoom",15,0,15);

```

```

TH1F *h4 = new TH1F("h3","theta 2a",40,0,115);
TH1F *h43 = new TH1F("h43","theta 2a WS zoom",15,0,15);
while (!in1.eof())
{
    in1 >>ntrek;
    in1.ignore(1024,'\n');
    if(!in1.good())break;
    in1 >>name>>nb>>ng>>ns>>nf>>na>>n6;
    in1.ignore(1024,'\n');
    Float_t px=0, py=0, pz=0, p0=1.7;
    Int_t evtype;
    for(Int_t i=0; i<ntrek; i++){
    in1 >>type>>alpha >>phi;
    in1.ignore(1024,'\n');
    if (!in1.good()) break;
        if(type==1){
            Pv ln;
            Float_t p=sqrt(px*px+py*py+pz*pz);
            ln.px=p0*1.0*cos(alpha)*cos(phi);
            ln.py=p0*1.0*cos(alpha)*sin(phi);
            ln.pz=p0*1.0*sin(alpha);
            ln.m=mp;
            ln.e=sqrt(ln.px*ln.px+ln.py*ln.py+ln.pz*ln.pz+ln.m*ln.m);
            ln.ph=sqrt(ln.px*ln.px+ln.py*ln.py+ln.pz*ln.pz);
            H.push_back(ln);
        }
        if(type==4){
            Pv ln;
            Float_t p=sqrt(px*px+py*py+pz*pz);
            ln.px=p0*4.0*cos(alpha)*cos(phi);
            ln.py=p0*4.0*cos(alpha)*sin(phi);
            ln.pz=p0*4.0*sin(alpha);
            ln.m=mhe;
            ln.e=sqrt(ln.px*ln.px+ln.py*ln.py+ln.pz*ln.pz+ln.m*ln.m);
            He.push_back(ln);} }

```

```

{
Int_t i=0;
Float_t pipk1=0, pipk2=0, pipk3=0;
pipk1=(He[0].e*He[1].e-He[0].px*He[1].px-He[0].py*He[1].py-He[0].pz*He[1].pz);
pipk2=(H[i].e*He[1].e-H[i].px*He[1].px-H[i].py*He[1].py-H[i].pz*He[1].pz);
pipk3=(H[i].e*He[0].e-H[i].px*He[0].px-H[i].py*He[0].py-H[i].pz*He[0].pz);
Float_t he0=sqrt(He[0].px*He[0].px+He[0].py*He[0].py+He[0].pz*He[0].pz);
Float_t he1=sqrt(He[1].px*He[1].px+He[1].py*He[1].py+He[1].pz*He[1].pz);
Float_t
theta_2a=acos((He[0].px*He[1].px+He[0].py*He[1].py+He[0].pz*He[1].pz)/he0/he1)*1000.;
h3->Fill(theta_2a);
if (nb==0 && ng==0 && ns==0) {h4->Fill(theta_2a);}
if(theta_2a<15.0){h33->Fill(theta_2a);}
if (theta_2a<10.5) {f1++;}
if ((theta_2a<15.0) && (nb==0 && ng==0 && ns==0)) {h43->Fill(theta_2a);}
H.clear(); He.clear();}
in1.close();
h3->GetXaxis()->SetTitle("#font[12]{#Theta}_{2He}, 10^{-3} rad");
h3->GetXaxis()->SetNdivisions(10);
h3->GetXaxis()->SetLabelFont(132);
h3->GetXaxis()->SetLabelSize(0.05);
h3->GetXaxis()->SetTitleSize(0.06);
h3->GetXaxis()->SetTickLength(0.02);
h3->GetXaxis()->SetTitleFont(132);
h3->GetYaxis()->SetNdivisions(5);
h3->GetYaxis()->SetLabelFont(132);
h3->GetYaxis()->SetLabelSize(0.06);
h3->GetYaxis()->SetTitleSize(0.06);
h3->GetYaxis()->SetTickLength(0.02);
h3->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.75);
h3->GetYaxis()->SetTitleFont(132);
h3->SetMinimum(0.001);
h3->SetMaximum(35);
h3->SetLineWidth(3);
h3->SetLineWidth(3);

```

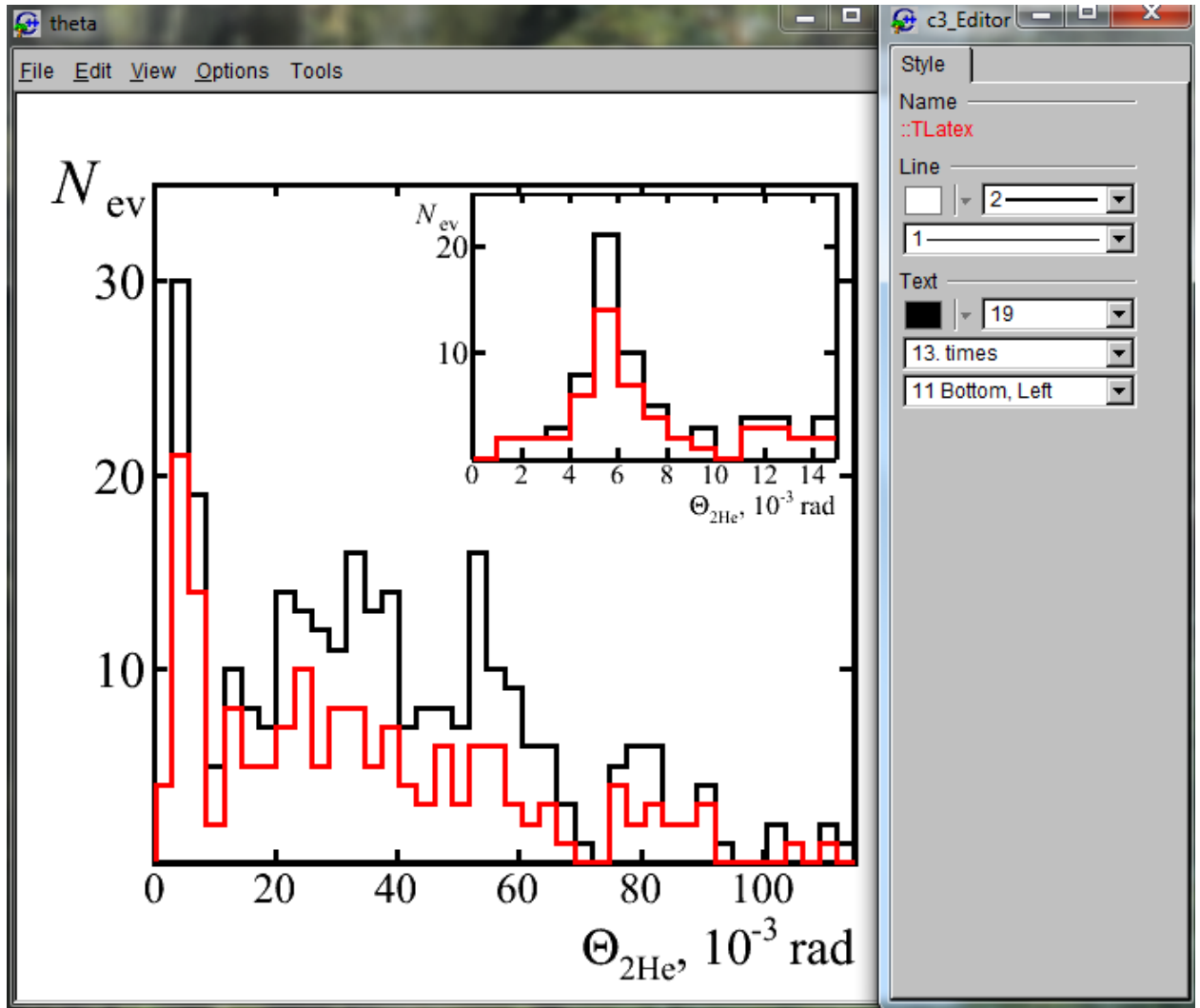
```

h3->SetLineColor(1);
h3->SetLineStyle(1);
h3->SetLineColor(1);
h3->Draw();
h4->Draw("Same");
TLatex * tex11 = new TLatex(-14.5,33,"#font[12]{N}_{ev}");
tex11->SetTextFont(132);
tex11->SetTextSize(0.07462017);
tex11->SetLineColor(0);
tex11->SetLineWidth(2);
tex11->Draw();
TPad *pad22 = new TPad("pad22", "clip",0.3908046,0.3389831,0.8793103,0.8855932);
pad22->Draw();
pad22->cd();
pad22->Range(-2.794474,-5.235684,15.04271,16);
pad22->SetFillColor(0);
pad22->SetBorderMode(0);
pad22->SetBorderSize(0);
pad22->SetLeftMargin(0.1566657);
pad22->SetRightMargin(0.002394233);
pad22->SetTopMargin(0);
pad22->SetBottomMargin(0.2465983);
pad22->SetFrameLineColor(0);
pad22->SetFrameLineWidth(3);
pad22->SetFrameBorderMode(0);
pad22->SetFrameLineColor(0);
pad22->SetFrameLineWidth(3);
pad22->SetFrameBorderMode(0);
h33->GetXaxis()->SetTitle("#font[12]{#Theta}_{2He}, 10^{-3} rad");
h33->GetXaxis()->SetNdivisions(10);
h33->GetXaxis()->SetLabelFont(132);
h33->GetXaxis()->SetLabelSize(0.08);
h33->GetXaxis()->SetTitleSize(0.08);
h33->GetXaxis()->SetTickLength(0.04);
h33->GetXaxis()->SetTitleOffset(1.05);

```



```
h33->GetXaxis()->SetTitleFont(132);
h33->GetYaxis()->SetNdivisions(3);
h33->GetYaxis()->SetTitleFont(132);
h33->GetYaxis()->SetTitleSize(0.1);
h33->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.69);
h33->GetYaxis()->SetTickLength(0.04);
h33->GetYaxis()->SetTitleFont(132);
h33->SetMaximum(25);
h33->SetMinimum(0.001);
h33->SetLineWidth(3);
h33->SetLineColor(1);
h33->SetLineStyle(1);
h33->Draw();
h43->Draw("Same");
TLatex * tex22 = new TLatex(-2.5,17,"#font[12]{N}_{ev}");
tex22->SetTextFont(132);
tex22->SetTextSize(0.09);
tex22->SetLineColor(0);
tex22->SetLineWidth(2);
tex22->Draw(); }
```



```

ROOT session
Warning in <TROOT::Append>: Replacing existing TH1: h8 (Potential memory leak).
Warning in <TROOT::Append>: Replacing existing TH1: h9 (Potential memory leak).
Ag=166
CNO=108
H=22
Usego = 296
Usego belih = 166
4islo vsekh 9B = 28
4islo belikh sobitiiy 9B = 22
4islo vsekh 8Be = 56
4islo belikh sobitiiy 8Be = 40
Sigma pt = 98.55+-26.3386
77/t55/30/23
Warning in <TCanvas::Constructor>: Deleting canvas with same name: c1
Warning in <TCanvas::Constructor>: Deleting canvas with same name: c2
Warning in <TCanvas::Constructor>: Deleting canvas with same name: c3
FCN=0.133003 FROM MIGRAD STATUS=CONVERGED 72 CALLS 73 TOTAL
EDM=1.46163e-009 STRATEGY= 1 ERROR MATRIX ACCURATE

EXT PARAMETER
NO. NAME VALUE ERROR STEP FIRST
1 p0 1.71707e+002 1.13536e+002 1.72907e-002 -6.46051e-007
2 p1 1.16772e+003 1.07034e+003 1.62444e-001 1.91699e-008
root [2]

```

Рис. III. Результат построения гистограммы.

2. Расчет углов и построение треков в среде MathCad

Расчет углов альфа и фи в облучении $^{10}\text{B} \rightarrow ^2\text{He} + \text{H}$

$n1 := 5$ $n2 := 10$ $n3 := 10$ $nt := 10$ nt - первичный трек n - вторичные
 $\text{ORIGIN} := 1$ $i := 1..nt$ $k1 := 1..n1$ $k2 := 1..n2$ $k3 := 1..n3$ $tol := 518$
 Переменные индексов и матрицы данных: X, Nследа, Nповерхность, Y

$$\text{tr} := \begin{pmatrix} 20658 & 2785.60 & 2759.60 & 16.90 \\ 20758 & 2785.40 & 2759.10 & 16.90 \\ 20858 & 2785.30 & 2758.40 & 16.90 \\ 20958 & 2785.30 & 2757.50 & 16.90 \\ 21058 & 2785.00 & 2756.90 & 16.90 \\ 21158 & 2784.60 & 2756.20 & 17.00 \\ 21258 & 2784.10 & 2755.40 & 17.00 \\ 21358 & 2783.50 & 2754.50 & 17.00 \\ 21458 & 2782.80 & 2753.60 & 17.00 \\ 21558 & 2782.10 & 2752.50 & 17.00 \end{pmatrix}$$

Za1 := 1

$$\text{a1} := \begin{pmatrix} 21658 & 2781.60 & 2752.40 & 13.70 \\ 21758 & 2781.10 & 2752.20 & 10.80 \\ 21858 & 2780.60 & 2752.00 & 8.10 \\ 21958 & 2780.20 & 2751.70 & 4.80 \\ 22058 & 2779.70 & 2751.90 & 1.80 \end{pmatrix}$$

Za3 := 2

Za2 := 1

$$\text{a3} := \begin{pmatrix} 21658 & 2781.60 & 2751.80 & 17.00 \\ 21758 & 2781.10 & 2750.90 & 17.10 \\ 21858 & 2780.60 & 2750.50 & 17.05 \\ 21958 & 2780.20 & 2749.40 & 17.00 \\ 22058 & 2779.70 & 2748.90 & 17.00 \\ 22158 & 2779.10 & 2748.10 & 17.10 \\ 22258 & 2778.80 & 2746.70 & 17.05 \\ 22358 & 2778.40 & 2746.30 & 17.05 \\ 22458 & 2778.10 & 2745.00 & 17.00 \\ 22558 & 2777.60 & 2744.30 & 17.00 \end{pmatrix}$$

$$\text{a2} := \begin{pmatrix} 21658 & 2781.60 & 2751.40 & 16.60 \\ 21758 & 2781.10 & 2750.90 & 16.50 \\ 21858 & 2780.60 & 2749.60 & 16.40 \\ 21958 & 2780.20 & 2748.80 & 16.10 \\ 22058 & 2779.70 & 2748.10 & 15.95 \\ 22158 & 2779.10 & 2746.70 & 15.70 \\ 22258 & 2778.80 & 2745.70 & 15.40 \\ 22358 & 2778.40 & 2745.10 & 15.05 \\ 22458 & 2778.10 & 2743.80 & 14.80 \\ 22558 & 2777.60 & 2742.90 & 14.40 \end{pmatrix}$$

$$\text{tol1} := \begin{pmatrix} 2579.00 & 2785.60 \\ 2578.10 & 2782.10 \\ 2569.40 & 2777.60 \end{pmatrix} \quad \text{dd} := 1..3 \quad \text{tol2} := \frac{\sum_{\text{dd}} (\text{tol}_{\text{dd},2} - \text{tol}_{\text{dd},1})}{3} \quad \text{tol2} = 206.267$$

ev := (21558 2782.10 2752.50 17.00)

$$\text{xt}_i := \text{tr}_{i,1} - \text{ev}_{1,1} \quad \text{yt}_i := -(\text{tr}_{i,4} - \text{ev}_{1,4}) \quad \text{zt}_i := \left[(\text{tr}_{i,2} - \text{tr}_{i,3}) - (\text{ev}_{1,2} - \text{ev}_{1,3}) \right] \cdot \frac{\text{tol}}{\text{tol2}}$$

Координаты первичного трека

Пересчитываем координаты треков частиц в системе отсчета связанной с эмульсией

$$\text{x}_{k1}^1 := \text{a1}_{k1,1} - \text{ev}_{1,1} \quad \text{y}_{k1}^1 := -(\text{a1}_{k1,4} - \text{ev}_{1,4}) \quad \text{z}_{k1}^1 := \left[(\text{a1}_{k1,2} - \text{a1}_{k1,3}) - (\text{ev}_{1,2} - \text{ev}_{1,3}) \right] \cdot \frac{\text{tol}}{\text{tol2}}$$

$$\begin{aligned}
 x_{k2}^2 &:= a_{k2,1}^2 - ev_{1,1} & y_{k2}^2 &:= -(a_{k2,4}^2 - ev_{1,4}) & z_{k2}^2 &:= \left[(a_{k2,2}^2 - a_{k2,3}^2) - (ev_{1,2} - ev_{1,3}) \right] \cdot \frac{tol}{tol2} \\
 x_{k3}^3 &:= a_{k3,1}^3 - ev_{1,1} & y_{k3}^3 &:= -(a_{k3,4}^3 - ev_{1,4}) & z_{k3}^3 &:= \left[(a_{k3,2}^3 - a_{k3,3}^3) - (ev_{1,2} - ev_{1,3}) \right] \cdot \frac{tol}{tol2}
 \end{aligned}$$

Расчет плоского и глубинного угла первичного трека

$$\varphi_0 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_i (x_{tr_i} \cdot y_{tr_i})}{nt} - \frac{\sum_i x_{tr_i}}{nt} \cdot \frac{\sum_i y_{tr_i}}{nt}}{\frac{\sum_i (x_{tr_i})^2}{nt} - \left(\frac{\sum_i x_{tr_i}}{nt} \right)^2} \right] \quad \varphi_0 = -0.00015$$

$$\alpha_0 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_i (x_{tr_i} \cdot z_{tr_i})}{nt} - \frac{\sum_i x_{tr_i}}{nt} \cdot \frac{\sum_i z_{tr_i}}{nt}}{\frac{\sum_i (x_{tr_i})^2}{nt} - \left(\frac{\sum_i x_{tr_i}}{nt} \right)^2} \right] \quad \alpha_0 = 0.0101$$

$$x11_{k1} := x1_{k1} \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \cos(\varphi_0) + y1_{k1} \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \sin(\varphi_0) + z1_{k1} \cdot \sin(\alpha_0)$$

$$y11_{k1} := -x1_{k1} \cdot \sin(\varphi_0) + y1_{k1} \cdot \cos(\varphi_0)$$

$$z11_{k1} := -x1_{k1} \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \cos(\varphi_0) - y1_{k1} \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \sin(\varphi_0) + z1_{k1} \cdot \cos(\alpha_0)$$

$$x22_{k2} := x2_{k2} \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \cos(\varphi_0) + y2_{k2} \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \sin(\varphi_0) + z2_{k2} \cdot \sin(\alpha_0)$$

$$y22_{k2} := -x2_{k2} \cdot \sin(\varphi_0) + y2_{k2} \cdot \cos(\varphi_0)$$

$$z22_{k2} := -x2_{k2} \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \cos(\varphi_0) - y2_{k2} \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \sin(\varphi_0) + z2_{k2} \cdot \cos(\alpha_0)$$

$$x33_{k3} := x3_{k3} \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \cos(\varphi_0) + y3_{k3} \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \sin(\varphi_0) + z3_{k3} \cdot \sin(\alpha_0)$$

$$y33_{k3} := -x3_{k3} \cdot \sin(\varphi_0) + y3_{k3} \cdot \cos(\varphi_0)$$

$$z33_{k3} := -x3_{k3} \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \cos(\varphi_0) - y3_{k3} \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \sin(\varphi_0) + z3_{k3} \cdot \cos(\alpha_0)$$

$$\phi_1 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_{k_1} (x_{11_{k_1}} \cdot y_{11_{k_1}})}{n_1} - \frac{\sum_{k_1} x_{11_{k_1}}}{n_1} \cdot \frac{\sum_{k_1} y_{11_{k_1}}}{n_1}}{\frac{\sum_{k_1} (x_{11_{k_1}})^2}{n_1} - \left(\frac{\sum_{k_1} x_{11_{k_1}}}{n_1} \right)^2} \right]$$

$$\phi_1 = 0.02995$$

$$b_{\phi 1} := \frac{\sum_{k_1} y_{11_{k_1}}}{n_1} - \tan(\phi_1) \cdot \frac{\sum_{k_1} (x_{11_{k_1}})}{n_1}$$

$$\alpha_1 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_{k_1} (x_{11_{k_1}} \cdot z_{11_{k_1}})}{n_1} - \frac{\sum_{k_1} x_{11_{k_1}}}{n_1} \cdot \frac{\sum_{k_1} z_{11_{k_1}}}{n_1}}{\frac{\sum_{k_1} (x_{11_{k_1}})^2}{n_1} - \left(\frac{\sum_{k_1} x_{11_{k_1}}}{n_1} \right)^2} \right]$$

$$\alpha_1 = -0.01811$$

$$b_{\alpha 1} := \frac{\sum_{k_1} z_{11_{k_1}}}{n_1} - \tan(\alpha_1) \cdot \frac{\sum_{k_1} x_{11_{k_1}}}{n_1}$$

$$\phi_2 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_{k_2} (x_{22_{k_2}} \cdot y_{22_{k_2}})}{n_2} - \frac{\sum_{k_2} x_{22_{k_2}}}{n_2} \cdot \frac{\sum_{k_2} y_{22_{k_2}}}{n_2}}{\frac{\sum_{k_2} (x_{22_{k_2}})^2}{n_2} - \left(\frac{\sum_{k_2} x_{22_{k_2}}}{n_2} \right)^2} \right]$$

$$\phi_2 = 0.00262$$

$$b_{\phi 2} := \frac{\sum_{k_2} y_{22_{k_2}}}{n_2} - \tan(\phi_2) \cdot \frac{\sum_{k_2} x_{22_{k_2}}}{n_2}$$

$$\alpha_2 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_{k_2} (x_{22_{k_2}} \cdot z_{22_{k_2}})}{n_2} - \frac{\sum_{k_2} x_{22_{k_2}}}{n_2} \cdot \frac{\sum_{k_2} z_{22_{k_2}}}{n_2}}{\frac{\sum_{k_2} (x_{22_{k_2}})^2}{n_2} - \left(\frac{\sum_{k_2} x_{22_{k_2}}}{n_2} \right)^2} \right]$$

$$\alpha_2 = 0.0031$$

$$b_{\alpha 2} := \frac{\sum_{k_2} z_{22_{k_2}}}{n_2} - \tan(\alpha_2) \cdot \frac{\sum_{k_2} (x_{22_{k_2}})}{n_2}$$

$$\phi_3 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_{k_3} (x_{33_{k_3}} \cdot y_{33_{k_3}})}{n_3} - \frac{\sum_{k_3} x_{33_{k_3}}}{n_3} \cdot \frac{\sum_{k_3} y_{33_{k_3}}}{n_3}}{\frac{\sum_{k_3} (x_{33_{k_3}})^2}{n_3} - \left(\frac{\sum_{k_3} x_{33_{k_3}}}{n_3} \right)^2} \right]$$

$$\phi_3 = 0.00018$$

$$b_{\phi 3} := \frac{\sum_{k_3} y_{33_{k_3}}}{n_3} - \tan(\phi_3) \cdot \frac{\sum_{k_3} x_{33_{k_3}}}{n_3}$$

$$\alpha_3 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum (x_{k3}^3 \cdot z_{k3}^3)}{k^3} - \frac{\sum x_{k3}^3}{k^3} \cdot \frac{\sum z_{k3}^3}{k^3}}{\frac{\sum (x_{k3}^3)^2}{k^3} - \left(\frac{\sum x_{k3}^3}{k^3} \right)^2} \right]$$

$$\alpha_3 = -0.00005$$

$$ba_3 := \frac{\sum z_{k3}^3}{k^3} - \tan(\alpha_3) \cdot \frac{\sum (x_{k3}^3)}{k^3}$$

Результат:

$$\alpha_1 = -0.01811 \quad \alpha_2 = 0.0031 \quad \alpha_3 = -0.00005$$

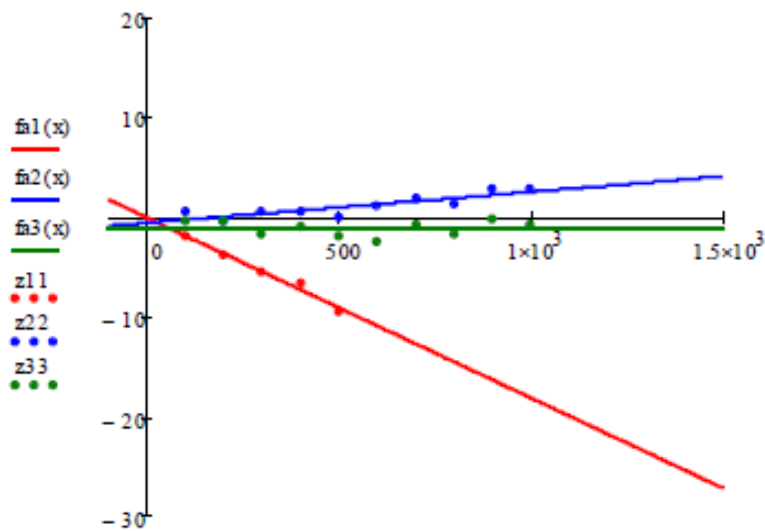
$$\phi_1 = 0.02995 \quad \phi_2 = 0.00262 \quad \phi_3 = 0.00018$$

$$ba_1 = -0.10048 \quad ba_2 = -0.66965 \quad ba_3 = -1.17192$$

$$bf_1 = 0.22003 \quad bf_2 = -0.04998 \quad bf_3 = -0.05$$

$$f_1(x) := \alpha_1 \cdot x + ba_1 \quad f_2(x) := \alpha_2 \cdot x + ba_2 \quad f_3(x) := \alpha_3 \cdot x + ba_3$$

$$f_1(x) := \phi_1 \cdot x + bf_1 \quad f_2(x) := \phi_2 \cdot x + bf_2 \quad f_3(x) := \phi_3 \cdot x + bf_3$$



x, x, x, x11, x22, x33

