

ЮГОЗАПАДЕН УНИВЕСИТЕТ „НЕОФИТ РИЛСКИ“
ПРИРОДО-МАТЕМАТИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ
КАТЕДРА: ФИЗИКА

Дипломна работа

Тема:

**„Изследване структурата на ядрото ^{10}B чрез метода
на релативистка дисоциация в ядрени емулсии“**

((Работата е изпълнена в Лабораторията по физика на високите енергии (ЛФВЕ), на
Обединения институт за ядрени изследвания (ОИЯИ), г. Дубна)

Дипломант:

Елица Мицова

Специалност „ФАЯЕЧ“

ОКС „Магистър“

Научен ръководител:

гл. ас. д-р Ралица Станоева

Консултант: Андрей Зайцев

Благоевград, 2016 г.

Съдържание

ВЪВЕДЕНИЕ	3
------------------------	----------

ГЛАВА I

ДИСОЦИАЦИЯ НА ЛЕКИ ЯДРА	6
1.1. ВИДОВЕ КЛАСТЕРИЗАЦИИ В ЛЕКИТЕ ЯДРА.	6
1.2. КЛАС СЪБИТИЯ ОТ ТИПА «БЯЛА» ЗВЕЗДА.	7
1.3. ПРОЯВЯВАНЕ НА АЛФА КЛАСТЕРИЗАЦИЯ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИЯ НА ЯДРАТА ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{12}\text{C}$ И ${}^{16}\text{O}$	9
1.4. АЛФА ДЕУТРОННА КЛАСТЕРИЗАЦИЯ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИЯ НА ЯДРАТА ${}^6\text{Li}$	12

ГЛАВА II

ИЗПОЛЗВАНЕ МЕТОДИКАТА НА ЯДРЕНАТА ФОТОЕМУЛСИЯ ЗА ИЗУЧАВАНЕ ДИСОЦИАЦИЯТА НА ЛЕКИ ЯДРА	15
2.1. СЪСТАВ НА ЕМУЛСИЯТА БР-2.....	15
2.2. ЙОНИЗАЦИОННИ ЗАГУБИ НА ЗАРЕДЕНИТЕ ЧАСТИЦИ В ЕМУЛСИИ.	16
2.3. ТЪРСЕНЕ НА СЪБИТИЯ	18
2.4. КЛАСИФИКАЦИЯ НА СЛЕДИТЕ, ОСТАВЕНИ ОТ ЗАРЕДЕНИТЕ ЧАСТИЦИ В ЯДРЕНА ФОЕМУЛСИЯ.	19
2.5. КЛАСИФИКАЦИЯ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯТА В ЯДРЕНА ЕМУЛСИЯ.	20
2.6. ПРОБЕЗИ НА РЕЛАТИВИСТИЧНИТЕ ЯДРА ПРИ НЕЕЛАСТИЧНИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ. .	21
2.7. ОПРЕДЕЛЯНЕ НА ЗАРЯДИТЕ НА РЕЛАТИВИСТИЧНИТЕ ЯДРА В ЕМУЛСИЯТА.	22
2.8. ОПРЕДЕЛЯНЕ НА ЪГЛОВИТЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ПЪРВИЧНИТЕ И ВТОРИЧНИ ЯДРЕНИ СЛЕДИ ВЪВ ФОТОЕМУЛСИЯ.	23
2.9. ИЗМЕРВАНЕ НА ИМПУЛСИТЕ ЧРЕЗ МЕТОДА НА МНОГОКРАТНОТО РАЗСЕЙВАНЕ И ИЗОТОПНА ИДЕНТИФИКАЦИЯ НА ВОДОРОДА (${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$ И ${}^3\text{H}$) И ХЕЛИЯ (${}^3\text{He}$ И ${}^4\text{He}$). .	28

ГЛАВА III

ОБЛЪЧВАНЕ НА ЕМУЛСИЯ СЪС СНОП ОТ ЯДРА ^{10}B И ИЗМЕРВАНЕ НА ХАРАКТЕРИСТИКИТЕ НА ПРОДУКТИТЕ ОТ РЕАКЦИИТЕ 31

- 3.1. ОБЛЪЧВАНЕ НА ЯДРЕНИ ФОТОЕМУЛСИИ НА УСКОРИТЕЛНИЯ КОМПЛЕКС
НУКЛОТРОН..... 31
- 3.2. ТЪРСЕНЕ НА СЪБИТИЯ ПО СЛЕДАТА И ОПИСВАНЕ НА НАМЕРЕНИТЕ СЪБИТИЯ 32
- 3.3. ЪГЛОВИ РАЗПРЕДЕЛЕНИЯ НА ПРОДУКТИТЕ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИЯ НА ЯДРОТО-
СНАРЯД В КАНАЛА $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ 35
- 3.4. РАЗПРЕДЕЛЕНИЕ ПО ИНВАРИАНТНА ЕНЕРГИЯ НА ВЪЗБУЖДАНЕ ЗА ФРАГМЕНТИ В
КАНАЛ $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ 39

ЗАКЛЮЧЕНИЕ 42

СПИСЪК НА ЛИТЕРАТУРАТА 44

ПРИЛОЖЕНИЕ 47

Въведение

Дипломната работа е посветена на изучаването на структурните (кластерни) свойства на ядрото ^{10}B , проявяващи се в дисоциация. Прогресът, достигнат към настоящия момент при работа с ядрени снопове на съвременни ускорители, открива нови перспективи в изследванията на ядрената структура. Фрагментацията на релятивистичните ядра-снаряди в периферични взаимодействия ни дава уникална информация за образуващите се фрагменти на първичното ядро и техните импулсни характеристики. Получените експериментални данни за свойствата на атомните ядра може да служи като източник на информация за редица проблеми в ядрената астрофизика и физиката на космичното лъчение. В частност, за въпросите на разпространеността на отделните изотопи на леките ядра във Вселената и механизмите на образуването им в процеса на нуклеосинтеза.

Методът на ядрените емулсии представлява ефективен способ за изучаването на процеси при релятивистична фрагментация, благодарение на изключително добрата му пространствена разделителна способност (0.5 мкм) в сравнение с други методи и възможността за наблюдаване на реакции в 4 π - геометрия. Емулсионната методика позволява да се идентифицират частиците и да се измерят техните импулси. В зависимост от първичния импулс може да се получи ъглова точност на следите на релятивистичните фрагменти около 10^{-4} - 10^{-3} радиана. Това осигурява пълно наблюдаване на всички възможни фрагментационни разпади на релятивистичните ядра. Многочастичните разпади, в които няколко релятивистични фрагменти излитат в ъглов конус 0.1 радиана се различават уверено на разстояние до 1 мм, в случай на дисоциация на тежки ядра дължината, на която се идентифицират и различават фрагментите поради тяхната висока плътност, може да бъде

увеличена до необходимата величина. Изучаването на фрагментациите на ядрото бор, което е изпълнено в представената работа, е интересно, защото допълва общата картина на редица вече изследвани ядра, такива като ${}^6\text{He}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{C}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{12}\text{N}$, ${}^{11}\text{C}$ [1].

Целта на настоящето изследване е получаване на експериментални данни за структурните особености на ядрото ${}^{10}\text{B}$, проявяващи се при дисоциация в ядрени емулсии.

За реализирането на целта е необходимо да се изпълнят следните **задачи**:

1. изучаване на тематиката на проект БЕКЕРЕЛ;
2. изучаване на възможностите на микроскопите, които се намират във фотоемулсионната група в ЛФВЕ ОИЯИ;
3. усвояване на методиките на ядрените фотоемулсии;
4. изучаване на програмните продукти, използващи се за обработка на получените експериментални данни (MathCad, ROOT).

Дипломната работа има следната структура:

В **първа глава** са описани актуални въпроси, свързани с изследване на дисоциация на леки ядра при тяхната фрагментация във фотоемулсии.

Във **втора глава** се описват практически въпроси при използването на фотоемулсията. Разглеждат се методиките за определяне на зарядите на релативистичните ядра, за определяне на ъгловите характеристики на следите и идентификацията на фрагментите на ядрото-снаряд; дадени са критериите за отбор на събитията и класификацията на следите.

В **трета глава** се описват условията за облъчване на ядрени емулсии със сноп от ядра ${}^{10}\text{B}$. Представено е описание на измерените характеристики на продуктите при реакцията ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$, обсъждат се получените стойности. В работата се сравняват експерименталните данни, получени за ядрото ${}^{10}\text{B}$, с резултати за ядрата ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{11}\text{C}$.

Заклучението съдържа основни резултати от научно – изследователската работа, свързана с изследване на структурните свойства на ядрото ^{10}B и са формулирани кратки изводи.

Дипломната работа се допълва с **приложение**.

Експерименталните резултати са получени в ЛФВЕ ОИЯИ в рамките на международното сътрудничество БЕКЕРЕЛ.

ГЛАВА I

Дисоциация на леки ядра

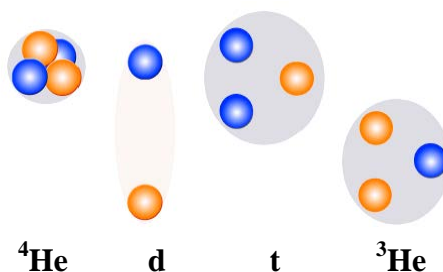
1.1. Видове кластеризации в леките ядра.

Прогресът в изследванията на снопове от релятивистични ядра открива нови подходи при решаването на актуални проблеми, свързани със структурата на ядрата. Един от тези проблеми е изучаването на колективни степени на свобода във възбудените ядра, в които отделните групи нуклони участват като съставни кластери. Посочената структурна особеност – кластеризация (групиране) във възбудени ядра – особено отчетливо се проявява в леки ядра, където възможното число кластерни конфигурации е относително неголямо.

Кластери. Естествените компоненти на такава картина са малките ядрени системи, които нямат собствени възбудени състояния. Преди всичко това са ядрата ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$, деутерий, тритий, а, също така и двойните състояния на протона и неутрона (виж фиг. 1). Възможно е изучаването на фрагментационните процеси и на стабилни и радиоактивни ядра на кластерни фрагменти при релятивистични енергии да изясни нови особености за тяхното възникване и ролята в процесите на нуклеосинтеза.

Характеристиките на събитията при дисоциация на леки ядра в периферични взаимодействия са били изследвани чрез метода на фотоемулсиите за ядра ${}^{12}\text{C}$ (3α) [2-7], ${}^{16}\text{O}$ (4α) [8,9] и ${}^6\text{Li}$ ($\alpha+d$) [10-13] при енергии от порядъка на няколко GeV на нуклон. Всички тези резултати имат уникална пълнота и достоверност и могат да бъдат полезни при планирането на изследвания по мултифрагментация на ядра с висока статистическа осигуреност. В това отношение между цялото разнообразие от ядрени

взаимодействия особен интерес предизвикват периферичната дисоциация на леки ядра с енергии от порядъка на 1 А GeV.



Фиг. 1. Кластерни структури на: ${}^4\text{He}$, деутрон, тритон и ${}^3\text{He}$.

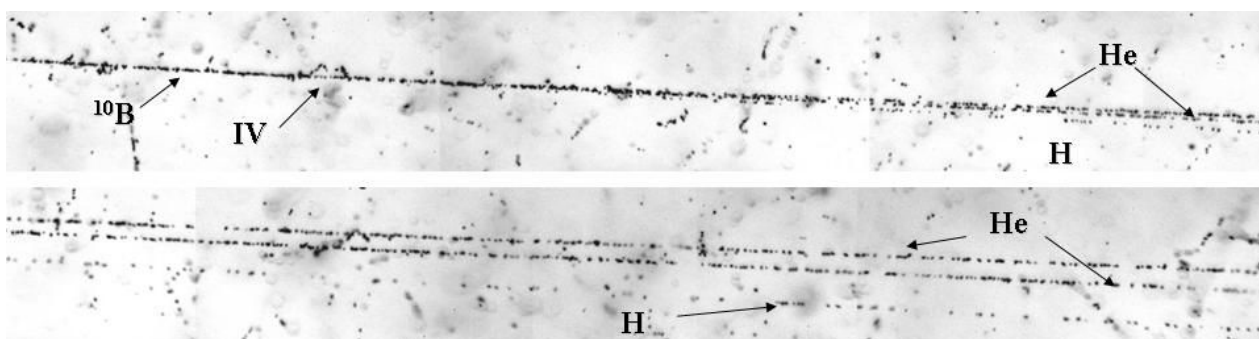
Най-значими за кластеризационните изследвания са взаимодействията на релативистични ядра, протичащи при минимално взаимно възбуждане на сблъскващите се ядра без образуване на заредени мезони. При това се достига точно разделяне на продуктите по импулс при фрагментация на ядрата снаряд и мишена. Основен критерии за отбор на такива събития е условието за съхранение на електричния заряд и масовото число на налитащото ядро в тесен ъглов конус на фрагментацията.

Емулсионната методика позволява да се идентифицират релативистичните изотопи на водорода и хелия по тяхната маса чрез използване на възможността за измерване на импулса на частиците чрез метода многократно кулоново разсейване (виж Глава 2).

1.2. Клас събития от типа «бяла» звезда.

С цел изучаване на мултифрагментацията на ядра се отбират събития без новородени частици, което визуално се проявява в отсъствие на еднорядни следи в широк ъглов конус. Като правило, в такива събития става пълно предаване на заряда на първичното ядро в тесен ъглов

фрагментационен конус. Най-ясна интерпретация се осигурява за събития, които не съдържат следи и от фрагменти на ядрата-мишени. Те се образуват в случай на минимално предаване на енергия на фрагментиращото ядро. Събития от този тип, заради техния вид, се наричат «бели» звезди (фиг. 2). Тяхната част от общия брой нееластични събития е само няколко процента. Името отразява не само външният вид на събитията, но и рязкото намаляване на загубите при йонизация при прехода от следата на първичното ядро към тесен конус на вторични следи. Образоването на «бели» звезди става при електромагнитни взаимодействия с виртуални фотони на ядрата мишени и при дифракционно разсейване на периферични неутрони на мишените.



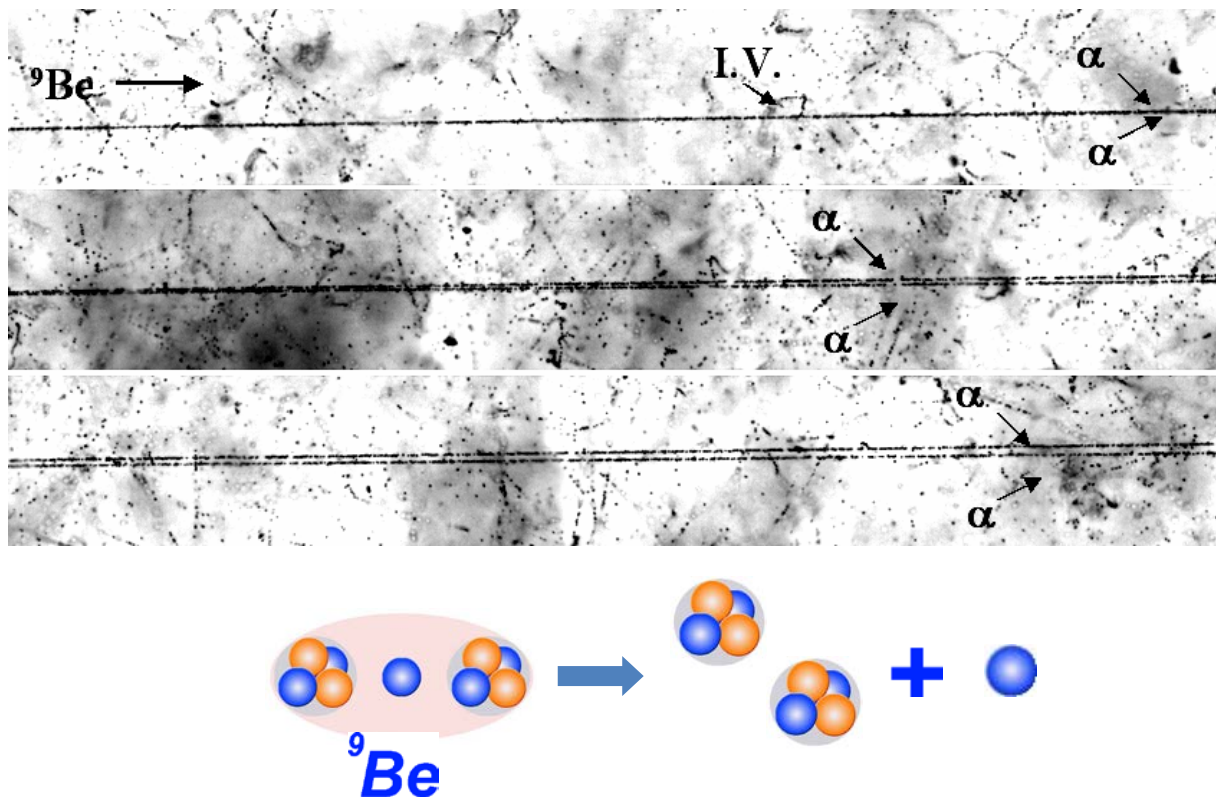
Фиг. 2. Фотография на събитие с фрагментация на ядрото ^{10}B с енергия 1 А GeV в периферично взаимодействие на емулсионното ядро. При проследяване по направлението на струята от фрагменти могат да се различат 1 фрагмент H и 2 фрагмента He. Тримерният образ на събитието е реконструиран като плоска проекция с помощта на микроскоп МБИ 9.

Важно практическо удобство при търсенето на събития от този тип е условието за съхранение на заряда, което позволява да се изключи намесата от примеси на по-леки ядра с близко отношение на заряда към масата в снопа. Това е съществено при облъчването на емулсии с вторични снопове от радиоактивни ядра, имащи достатъчно сложен състав.

1.3. Проявяване на алфа кластеризация при фрагментация на ядрата

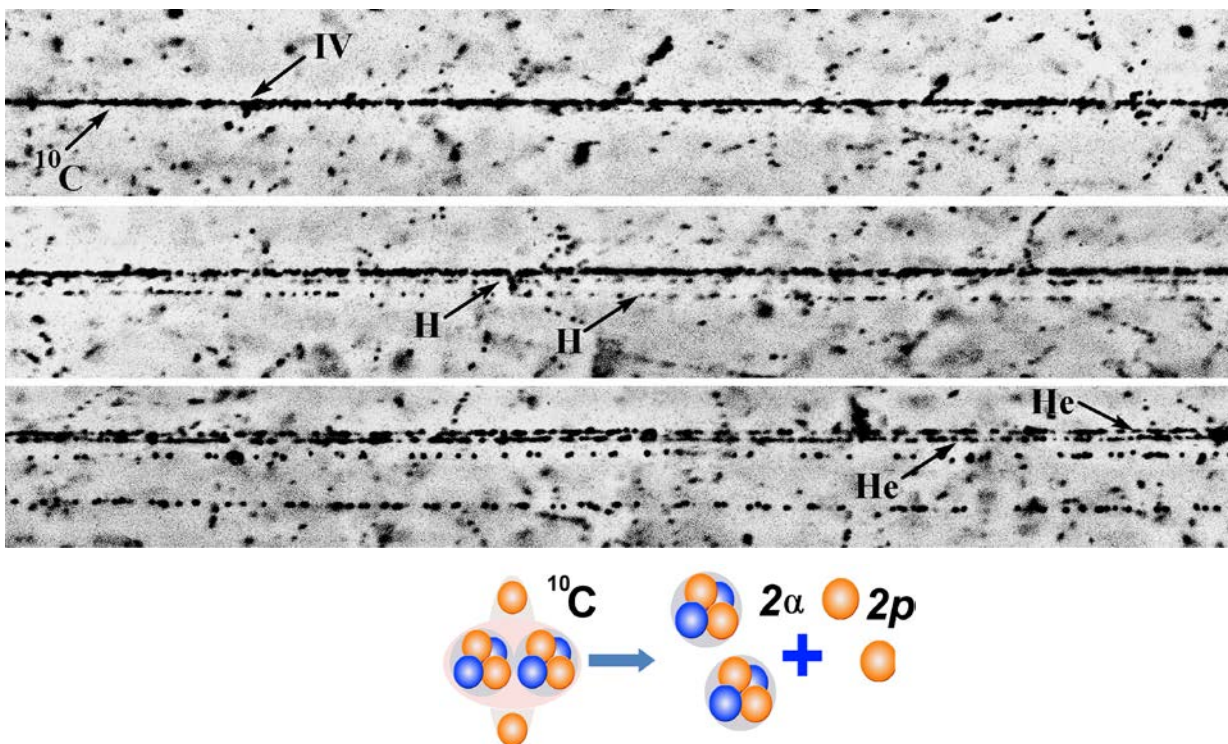
${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$

В работа [14-15] са изследвани кластерните свойства на ядрото ${}^9\text{Be}$ (фиг.3). На статистическа извадка от 500 събития ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$ били измерени ъглите на излитане на вторичните следи. Разпределението по ъгълът между две α -частици показало, че около 81% събития образуват две равни групи в интервалите (0, 15) мрад и (15, 45) мрад. Първата област от разпределението съответства на разпада на ядрото ${}^8\text{Be}$ в основно състояние 0^+ , а втората област – на първото възбудено състояние на ядрото ${}^8\text{Be}$, 2^+ . Отношението на броя на събитията от първата и втората област е примерно еднакво (0.56:0.44), което добре се съгласува с теоретичните представления за структурата на ядрото [16]



Фиг.3. Образуване на 2 α -частици при фрагментация на ядро ${}^9\text{Be}$ в ядрена емулсия (ЯЕ) с енергия 1.2 А GeV. Недостигащият неутрон не се идентифицира визуално в ЯЕ.

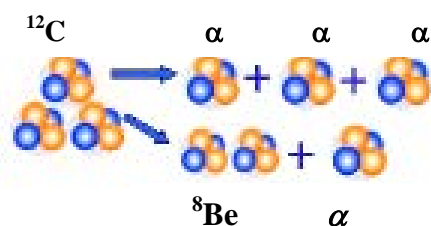
В работа [17] са изучени структурните особености на радиоактивното ядро ^{10}C в процес на кохерентна дисоциация при енергия 1.2 GeV на нуклон (фиг. 4). Установено е, че в разпределението по инвариантна маса около 60 събития в канал два алфа и два протона съответстват 75 каскадни разпада на ядрото ^9B чрез ядрото ^8Be . В такъв смисъл, в структурата на ядрото ^{10}C с вероятност не по-малко от $(30 \pm 4) \%$ се проявява нестабилното ядро ^9B , а ядрото ^8Be се проявява само като компонента на ^9B .



Фиг.4. Фотография на събитие от типа «бяла» звезда $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$.

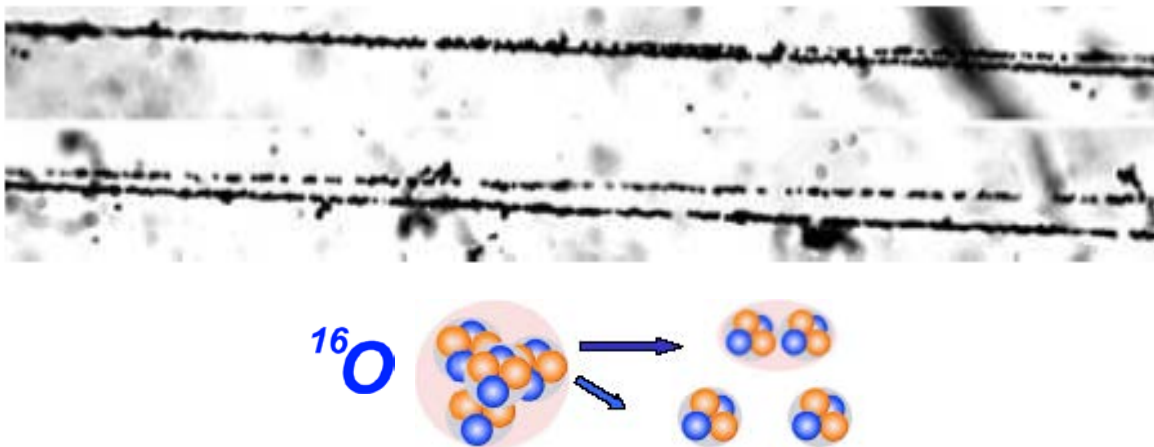
Фрагментациите $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при енергии 3.65 A GeV са изучени в работи [6-7] (фиг. 5). Тази работа е била изпълнена още на синхротрона в ЛФВЕ ОИЯИ в края на 80х и началото на 90х години на двайсети век. Един от основните резултати е продемонстрираната роля на канала $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha \rightarrow 3\alpha$, съпровождащ се с образуването на промездутьчното нестабилно ядро ^8Be .

В работа [5] са изучавани разпределения по напречен импулс и корелационни характеристики на релативистични α -частици от реакции при кохерентна дисоциация на ядрото въглерод на три α -частици при $p_0=4.5$ А ГеВ/с в емулсия, обогатена с Рб. Установено е, че средното напречно сечение за дисоциация на $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ се увеличава при добавяне в емулсията на ядрото Рб почти двойно. Кластеризацията в разпада $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ показва известния « 3α процес» в звездите. В работа [18] на статистика от 2757 нееластични взаимодействия не е наблюдавано ни един случай на бинарно разделяне с единствено възможния канал $^{12}\text{C} \rightarrow ^6\text{Li} + ^6\text{Li}$.



Фиг. 5. Фотография на събитие с фрагментации на ядрото ^{12}C с енергия 4.5 А ГеВ в периферичното взаимодействие на ядрата на емулсията на три α частици. На горната фотография се вижда началото на взаимодействието и струя с фрагменти в тесен ъглов конус. При проследяване по направлението на струята с фрагменти (долната фотография) могат да се различат 3 фрагмента He.

В работа [9] са изследвани «бели» звезди $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ при голяма статистическа извадка (641 събития) (Фиг. 6). При анализът на ъгловите корелации е получено указание за предаване на ъглов момент на система от фрагменти, а също така за несъществената роля на каскадните разпади с ^8Be и ^{12}C .



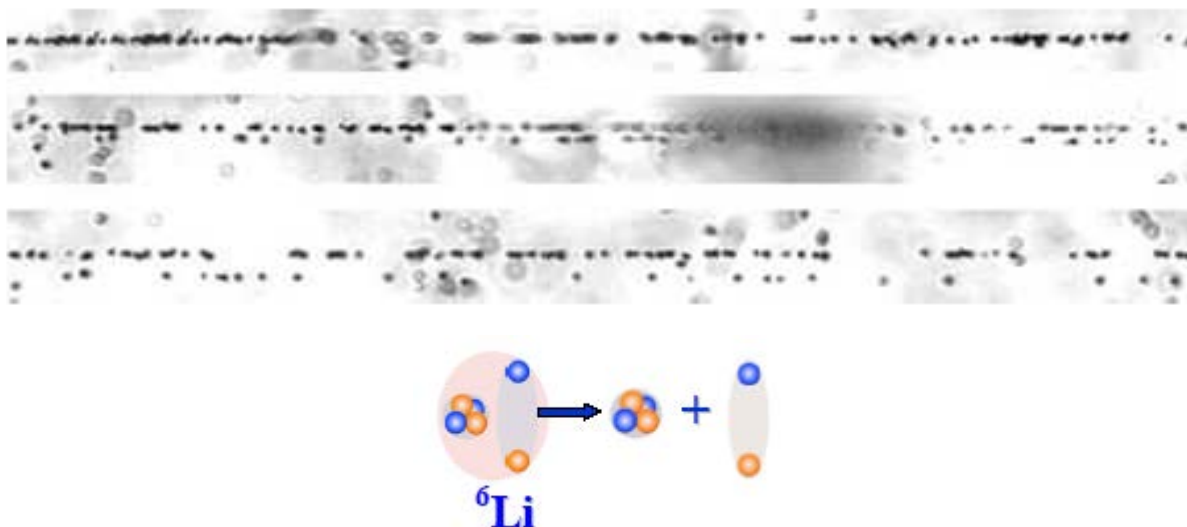
Фиг. 6. Фотография на събитие при несиметричен двоен разпад на ядрото ^{16}O с енергия 4.5 А GeV в периферично взаимодействие. На горната фотография се вижда началото на взаимодействието и струя с фрагменти в тесен ъглов конус. При проследяване по направлението на струята с фрагменти (долната фотография) могат да се различат 1 фрагмент C и 1 фрагмент He. Кластеризация на ^{16}O : а) $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$; б) $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^8\text{Be} + 2\alpha$

1.4. Алфа деутронна кластеризация при фрагментация на ядрата ^6Li

Уникалните свойства на ядрото ^6Li и тяхното практическо използване са добре известни [19]. Заредените фрагменти на ядрото ^6Li могат да бъдат само изотопи на водорода и хелия (фиг. 7).

Относителното съдържание на изотопите на водорода и хелия, образуващи се при фрагментация на релативистичните ядра, е интересно не само за ядрената физика, но и за астрофизиката и физиката на космичното лъчение. В експериментите [10-11] по изучаване на фрагментационните особености на релативистичното ядро ^6Li във фото-емулсии, класификацията

на изотопите е извършена по резултатите от измерванията на заряда на частиците Z и величината $\rho_{\text{вс}}$, оценена по измерванията на многократното кулоново разсейване на заредените частици във фотоемулсии.



Фиг. 7. Фотография на събитие с фрагментация на ядрото ${}^6\text{Li}$ с енергия 4.5 А GeV в периферичното взаимодействие на емулсионното ядро на фрагменти H и He. На горната фотография се вижда разпада на първичното ядро ${}^6\text{Li}$ на двойка фрагменти с много близки ъгли. При проследяване по направлението на струята с фрагменти (долната фотография) могат да се различат едноряден и двузаряден фрагмент.

В експеримента [12] първата интригуваща особеност открита от три групи е рязкото намаляване на средния пробег на ядрото ${}^6\text{Li}$ в сравнение с очакваните величини. Получената стойност съответства по-скоро на ядро с масово число $A = 11$. Това е следствие на необикновено големия радиус на разпределения на нуклоните в ядрото ${}^6\text{Li}$. На базата на геометрични модели неговото значение е оценено като 2.7 ± 0.1 фм, което се намира в разумно съгласие с редица известни данни.

Друга отличителна особеност на ядрото ${}^6\text{Li}$ е изучена посредством анализа на многократното разсейване на следите. Първо, била установена необикновена ефективна генерация на релативистични деутрони. Следващият анализ включвал ядрата ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$. Показано е, че при фрагментация на ядрото

${}^6\text{Li}$ във форма на кластери ${}^3\text{He}$ и трития е много по-слабо от структурата на сформиранията α -частица и деутрона. Това обяснява усилената генерация на деутрони като отражение на структура от слабо свързаните кластери на α -частица и деутрона.

Каналът на фрагментации ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha$ дава занижено значение на средния напречен импулс на α -частиците $\langle p_T^\alpha \rangle = 0.13 \pm 0.1$ GeV/c. Известно е, че при взаимодействия на ядрата ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$ в емулсии това значение е $\langle p_T^\alpha \rangle = 0.24 \pm 0.01$ GeV/c. В духа на съотношенията на неопределеностите този факт е още едно указание за сравнително големия размер на ядрото ${}^6\text{Li}$.

Като «уникални» могат да се разглеждат 31 събития при кохерентна дисоциация на ядрото ${}^6\text{Li}$, които не се съпровождат от възбудени ядра-мишени. Между тях 23 събития съответстват на дисоциационния канал $\alpha+d$, 4 - ${}^3\text{He}+t$, 4 - $t+d+p$; каналът при дисоциация - $d+d+d$ отсъства. Тази топология е най-очевиден образ на кластерната структура на ядрото ${}^6\text{Li}$.

Обсъжданото изучаване на ядрото ${}^6\text{Li}$ демонстрира висока вероятност за процеса на зарядов обмен ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He}$ на фотоемулсионните ядра [3], [4]. Както би могло да се очаква, той е съпроводен от раждането на зареден мезон. Този резултат е стимулирал експеримента в 1999 г. по облъчване на емулсия с нов сформиран сноп с ядра тритон и ${}^6\text{He}$ на синхрофазотрона ОИЯИ. Такъв смесен сноп е неизбежна особеност при регистрацията, защото и двете ядра имат еднакви отношения Z/A и не могат да бъдат разделени при магнитен анализ. Получената част на ядрото ${}^6\text{He}$ в снопа съставлява величината около 0.01. Частиците със заряд 2 се отличават леко при визуален анализ на облъчената емулсия.

Като продължение на изследванията на леки четно-четни ядра при мултифрагментация с дисоциация само на α частици е изучаването на приноса на деутрони при разпада на нечетно-нечетните ядра ${}^{10}\text{B}$.

ГЛАВА II

Използване методиката на ядрената фотоемулсия за изучаване дисоциацията на леки ядра

2.1. Състав на емулсията БР-2

Изследванията на взаимодействия на частици и ядра при високи енергии с ядра с помощта на фотоемулсионния метод са осигурили получаването на голяма обзорна информация с висока степен на надеждност и пълнота. Това е свързано с факта, че методът на ядрените фотоемулсии позволява да се получат голям брой непосредствени данни за характеристиките на ядрените реакции: за броя и природата на образуващите се при разцепване на ядрата заредени частици, за ъгловите и енергийни разпределения, за предаваните енергии и импулс на ядрата при сблъскване и т. н.

В настоящата работа е използвана ядрена фотоемулсия от типа БР-2, осигуряваща чувствителност до релативистични еднозарядни частици и даваща минимални йонизационни загуби. Основните характеристики на ядрената емулсия са представени в таблица 1.

Освен основният тип емулсия БР-2 в последните години също така широко са използвани нейни модификации с намаляване размера на зърната (малко зърнести) и с намаляване концентрацията на ядрата AgBr (добавени). Добавяне на определени вещества към емулсията я правят избирателно чувствителна към някои ядрени реакции. (Например, добавянето на ^{10}B прави емулсията чувствителен детектор на неутрони [20]). Изборът на типа на емулсията зависи от нейното предполагаемо използване. Чувствителността на емулсията трябва да бъде достатъчно голяма, за да осигури плътността на

зърната, която е нужна за регистрацията на следата на частицата. При излишна чувствителност плътността на зърната може да се окаже много голяма, при което отделните зърна да станат неразличими и те да не могат да бъдат преброени.

Таблица 1. Теоретични данни, оценки за състава и някои параметри на ядрената фотоемулсия БР-2 при отн. влажност 58%.

Елемент	A	Z	10^{22} атоми/см ³
Сребро/Ag	108	47	1,028
Бром/Br	80	35	1,028
Йод/I	127	53	0,002
Въглерод/C	12	6	1,4
Водород/H	1	1	2,968
Кислород/O	16	8	1,083
Сяра/S	32	16	0,004
Азот/N	14	7	0,374

2.2. Йонизационни загуби на заредените частици в емулсии.

Следите, оставяни от заредените частици в ядрената емулсия, се образуват в резултат на предаване на енергията от движещата се частица към атомите на светлочувствителните зърна. Заредената частица, движеща се в материална среда, участва в редица взаимодействия с полетата на атомите и ядрата, през които тя преминава; емулсията запазва следата на всяка частица и в такъв образ тя прави видим «записът» на тези взаимодействия. Характеристиките на следата зависят от вида на частицата и от нейната скорост. Доколкото тези характеристики могат да се измерят, се появява възможност за идентификацията на частицата. Освен ядрените реакции, които могат да имат място при преминаване на частицата в област на действие на ядрените сили, движещата се частица по своя път губи енергия на

възбуждане или йонизация на атомите; при това вследствие на кулоновото разсейване тя много пъти лесно мени направлението на движението си.

Когато заредената частица участва в ядрени взаимодействия, свързани със значителни загуби на енергия, тя спира на място вследствие на загубите на енергия за йонизация, при което средния пробег на частиците с енергия E_p е равен на:

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

където съотношението за средните загуби на енергия за йонизация на частица със заряд z и скорост $v = \beta c$ има вида:

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

където $N_e = \sum_i N_i Z_i$ и $N_e \ln I_{em} = \sum_i N_i Z_i \ln I_i$, а N_i – плътността в емулсията на атомите с пореден номер Z_i и йонизационен потенциал I_i ; $\sum_i C_i$ - малък член, който показва факта, че силно свързаните електрони не участват в процеса при забавянето на частиците; δ – не голяма поправка, свързана с влиянието на плътността на средата.

Плътността на следата е непосредствено свързана с енергийните загуби за йонизация, но за образуване на зърното по следата отива само част от пълната йонизационна загуба. За да участват в образуването на първичната следа, атомните електрони образуват своя собствена ответна следа, наричаща се следа на δ -електрон. Могат да се измерват както плътността на зърната по следата, така и плътността на δ -електроните.

2.3. Търсене на събития

В зависимост от задачата на експеримента, сканирането на облъчените ядрени емулсии може да се осъществява по един от следните методи – *по следата, по площ* или *по участъци*.

При използването на метода *по следа* емулсията се сканира от началото на входа на снопа, при това избраните следи се проследяват от входа на пластинката до взаимодействието, разпада, спирането или изхода ѝ от слоя. Такъв метод позволява ефективно да се откриват ядрени взаимодействия, които трудно се намират при проследяването по площ. С помощта на този метод се получава пълен набор от взаимодействия без дискриминация. Освен това, той дава възможност да се определи сечението и относителната вероятност за различните родове взаимодействия и разпади. Сканирането на емулсиите, чрез този метод значително увеличава времето. Скоростта на проследяване по следата зависи от ъгъла на наклона на следата към плоскостта на слоя и от ъгълът на снопа.



Фиг. 8. Външният вид на микроскопа МБИ-9.

Принципът на сканиране *по площ* се изразява в търсенето на събития, които ни интересуват, последователно в целият обем на емулсионния слой. Обектива на микроскопите обезпечава относително тясно поле зрение, ето защо проследяването *по площ* е ефективен при използването на обективи с не

високо увеличение ($\times 10$). С използването на този метод се увеличава статистиката на интересуващите ни събития, тъй като при него се регистрират събития не само от следи на снопа, навлизащи в емулсионния слой в неговото начало, но и събития, които се появяват на което и да е място от съседните слоеве.

Методът на сканиране *по участъци* се отличава от проследяването *по площ* с това, че се осъществява в определени части на емулсионния слой, намиращи се на определено разстояние един от друг. Това разстояние се подбира в зависимост от условията на облъчване – вида на ядрото, енергията и процеса, който се изследва. Този метод дава висока надеждност и позволява да се ускори наборът на статистика за определени канали на реакцията. Големи недостатъци са трудностите в определяне на стойността на средния пробег до взаимодействие, а също така малката ефективност за намиране на събития в сравнение с другите два метода за сканиране.

Търсенето на взаимодействия в нашето изследване е извършено, чрез сканиране на емулсията *по площ*, като е използван микроскоп МБИ-9 (фиг.8).

2.4. Класификация на следите, оставени от заредените частици в ядрена фоемулсия.

Всички вторични заредени частици се разделят на три класа в зависимост от скоростта β , която се определя по йонизацията или пробега. При анализирането на данните във фотоемулсионните експерименти се използва следната класификация на частиците:

1. **релативистични** или **s-частици** (йонизация $J < 1.4J_0$, където J_0 – йонизация на следите на еднозарядните релативистични частици);
2. **сиви** или **g-частици** ($J \geq 1.4J_0$, остатъчен пробег ≥ 3000 мкм);
3. **черни** или **b-частици** (остатъчен пробег ≤ 3000 мкм.).

Частиците със сиви и черни следи се обединяват в групата на **h-частиците** (група на всички фрагменти на мишената, включваща g- и b-частици, т.е. $N_h=N_b+N_g$).

Следите на релятивистичните частици се отделят от сивите с помощта на изчисляване на зърната на изучаваната следа и на следата на първичната частица (на същата дълбочина в емулсията). Черните следи се отделят от сивите по дължината на остатъчния пробег на частицата ($R_b \leq 3000 \text{ мкм.}$). Поради високото пространствено разделение на фотоемулсията се регистрират също така ядрото при отдаване и δ -електроните.

4. **Еднозарядни** фрагменти на ядрото-снаряд ($Z=1$).

5. **Двужарядни** фрагменти на ядрото снаряд ($Z=2$) – частици с йонизация $J \approx 4J_0$, които не се изменят на дължина ≥ 2 см (тези частици се отличават лесно от другите частици визуално), излитат под неголям ъгъл θ с посока на направлението на следата на първичното ядро (θ – пространствен ъгъл в лабораторна система);

6. **многозарядни** ($Z \geq 3$) фрагменти на ядрото-снаряд – частици с йонизация $J > 7J_0$, тези фрагменти се разделят по заряда с помощта на методиката за пресмятане на δ -електроните, те се характеризират с неголеми пространствени ъгли $\theta \leq 3^\circ$ и излитат по посока на направлението на първичната следа.

2.5. Класификация на взаимодействията в ядрена емулсия.

Органичната основа и светлочувствителната компонента на емулсията имат сложен химичен състав. Практически значими по концентрация се явяват атомите *Ag, Br, H, C, N, O*. Сложният състав на емулсията е сериозно затруднение за идентификацията на типа на ядрата мишени при взаимодействията на частици от даден сноп. Броят на частиците $n_h=n_b+n_g$,

които са фрагменти на ядрата-мишени, показват на коя от групите е произтекло взаимодействието.

При анализирането на данните във фотоемулсионните експерименти се използва следната класификация на частиците:

- взаимодействия с водородни ядра (H), ($n_g=0\div 1$) с характеристики $\langle A \rangle_H = 1$ и $\langle Z \rangle_H = 1$;
- взаимодействия с леки (C, N, O) ядра и периферични взаимодействия с ядра Ag и Br, ($n_h=1\div 6$), със средни характеристики $\langle A \rangle_{C,N,O} = 14$ и $\langle Z \rangle_{C,N,O} = 7$;
- събития с $n_h \geq 7$, съставляват клас непериферични взаимодействия с тежки ядра Ag и Br със средни характеристики $\langle A \rangle_{Ag,Br} = 94$ и $\langle Z \rangle_{Ag,Br} = 41$.

2.6. Пробези на релативистичните ядра при нееластични взаимодействия.

Заредената частица, движеща се във фотоемулсията, за сметка на взаимодействията с атоми изпитва спиране. В резултат на което се намалява нейната йонизационна способност. Сведенията за енергията или природата на частицата могат да се получат от останената от частицата следа. Чрез дължината на следата на частицата L , представляваща разстоянието измерено по траекторията от точката на възникване на следата до последното проявено зърно, може да се определи с достатъчно висока точност истинския пробег на частицата.

Средният свободен пробег се определя по следният начин:

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

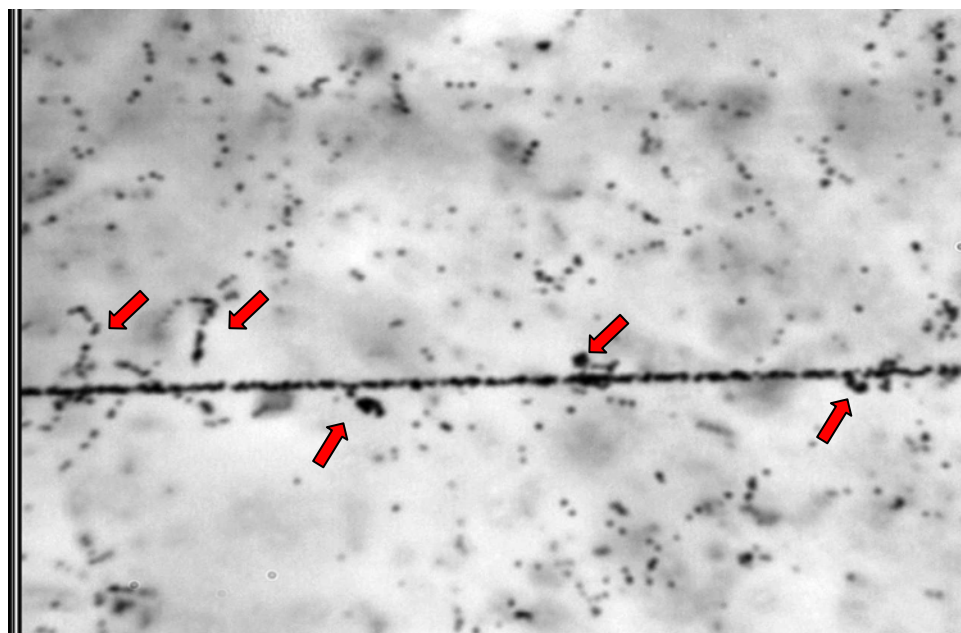
$$\pm \Delta\lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{N}}, \quad (4)$$

където L е сумарната проследена дължина, N – броят на фиксираните взаимодействия, $\pm \Delta\lambda$ – статистическа грешка.

2.7. Определяне на зарядите на релятивистичните ядра в емулсията.

Във използваната фотоемулсията БР-2 визуално се идентифицират еднорядните и двурядни релятивистични частици, тъй като 1-кратната йонизация на релятивистичните еднорядни частици се отличава надеждно от 4-кратната йонизация на частиците с заряд 2.

Ядра със заряди $Z \geq 3$ се определят чрез метода за пресмятане на δ -електроните (N_δ) (фиг. 9) на единица дължина от изследваната следа.



Фиг. 9. Първична следа на ядрото ^{14}N . Стрелките указват местоположението на δ -електроните.

Имайки предвид възможните различия в условията на проявяване на ядрените фотоемулсии, следите, оставени от частици с една и съща стойност на заряда, могат да имат различен брой на N_δ в различните пластинки. Даже в една и съща пластинка броят на N_δ за еднакви частици, лежащи на различна

дълбочина, може да се различава. Ето защо, преди определянето на зарядите на фрагментите, се прави съответстваща калибровка (приближение). За това се преброяват N_{δ} на следите, оставени от частици с известен заряд. Знаейки N_{δ} за $Z=1$ и $Z=2$, лесно може да се пресметне очакваните стойности на N_{δ} за многозарядните частици ($Z \geq 3$). Полуемпиричното съотношение: броят на δ -електроните на единица дължина (плътността на δ -електроните) – заряд може да бъде написано в следния вид: $N_{\delta}=aZ^2+b$, където N_{δ} е броят на δ -електроните в следата на релативистичната частица на единица дължина, Z - електричният заряд на ядрото.

2.8. Определяне на ъгловите характеристики на първичните и вторични ядрени следи във фотоемулсия.

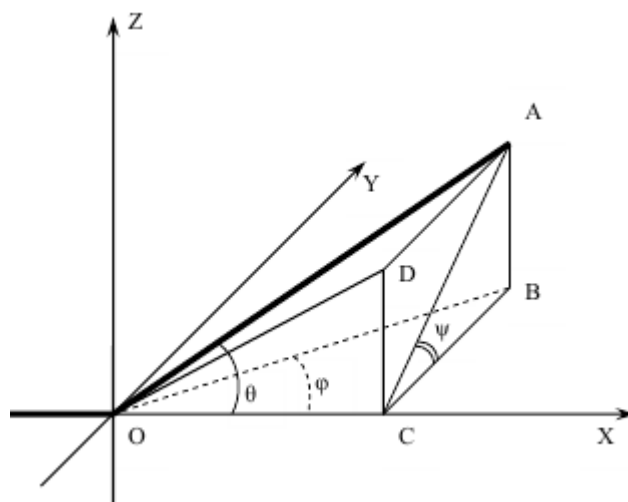
Търсенето и събирането на материал в ядрената фотоемулсия се извършва на стадий проследяване, съпровождащ се с непосредствени измервания, понякога с цел за отбор на определен тип събития. Анализът на ъгловите разпределения играе важна роля в описанието на физичната картина на изучаваната реакция. Емулсионната методика позволява да се проведат измервания на ъглите на следите, както на първичната частица, така и на генерираните вторични с висока точност $\sim 10^{-3}$ радиана. Измерванията на ъгловите характеристики на следите се извършват в координатна система, свързана с декартовите координати на микроскопа.

Измерването на ъглите на излитане на вторичните релативистични частици относно първичната частица (полярен θ и азимутален ψ) е извършено на специален измерителен микроскоп за ядрени изследвания KSM-1 (фирма Zeiss) (фиг. 10). Тъй като микроскопът е предназначен за измерване на импулса на частиците при високи енергии чрез многократното кулоново

разсейване, то шумът на микроскопа при измерване на координатите на следите може да не се отчита.



Фиг. 10. Външният вид на микроскопа за точни измервания KSM-1 (фирма Zeiss)



Фиг. 11. Определяне на ъглите на разлитане на вторичните частици: OX — направление на движението на първичната частица; OA — направление на движението на вторичната (измерваната) частица; $\angle AOC$ — полярен ъгъл (θ); $\angle ACB$ — азимутален ъгъл (ψ); $\angle BOC$ — ъгъл в плоскостта на емулсията (φ); $\angle DOC$ — дълбочинен ъгъл (α).

Да разгледаме координатният метод за ълови измервания. Трябва да се отбележи, че съществуват ситуации, когато е невъзможно да се проведе ъглово измерване. Много често това е свързано с местоположението на събитието в емулсията. Например - «звездата» е разположена много близко до края на пластинката и т. н. По нататък предполагаме, че условията за измервания са благоприятни. Ъглите на вторичните частици, измервани в емулсията, и техните обозначения са представени на фиг. 11.

Емулсионният слой, залепен на стъкло, се закрепва на масичката на микроскопа. При това пластинката се завърта така, че направлението на първичната частица при най-добрия начин да съвпада с оста OX на масата на микроскопа с точност до (0.1 – 0.2 мкм). Преди началото на измерванията се избира правоъгълна декартова система на координатите по следния начин. Ос OX – е по направление на хода на снопа по проекцията на първичния след. Ос OZ – перпендикулярна на плоскостта на емулсията и е по направление от стъклото, на което е закрепена емулсията, към повърхността. Ос OY – така, че да се получи права система на координатите. За начало на координатите се избира «върха» на събитието. В дадената система от координати могат да се определят точковите координати, както на следата на първичната частица, така и на следите на фрагментите. В зависимост от големината на ъгъла на следата в плоскостта на емулсията φ се използва един от методите за измерване: координатният – за измерване на малки ъглови стойности и ъгловият за измерване на големи ъгли. При координатния метод се измерват трите координатни точки (x, y, z) на следата в емулсията на основа на който се изчисляват ъглите на следите. За прехода в координатната система, свързана с първичната частица, се извършват измервания на ъглите на първичния след. След това, по известните значения на полярния θ^0 и азимутален ψ^0 ъгъл на първичната следа се прави прехода в координатната система, свързана с първичната частица, по формулите (5):

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

Координатите с горен индекс – са в система, свързана с емулсията, а без горен индекс са в координатна система, свързана с първичната частица. По принцип (5) – представлява завъртане на координатната системата на ъгъл θ^0 около оста **OZ** и на ъгъл ψ^0 около оста **OX**. Изчисляването на ъглите може да се извърши, изхождайки от следващите съотношения (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 ъгловите пресмятания е необходимо да се отчитат измененията в първоначалната дебелина на емулсионния слой вследствие на неговата промяна по време на проявяването. Ето защо при определяне на координатните точки **z** на следите се отчита коефициентът на промяна в емулсията Δ , представляващ отношение на началната дебелина на емулсионния слой към нейната дебелина по време на провеждане на измерванията. Предварително преди събиране на емулсионния пакет се измерва дебелината на всеки емулсионен слой в няколко точки. След това по формула (7) се пресмятат коефициентите Δ :

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

където h_0 и h са съответно дебелините на слоя в точките на измерванията до и след проявяването.

В работата не се поставя за цел подробният анализ на всичките възможни грешки при ъгловите измервания, свързани с особеностите на методиките. Подробно описание на оценките на грешките при измерванията може да се намери в [24,25]. Ще набележим само някои моменти. При оценяване на истинската форма на следата се предполага, че движението на масата на микроскопа е строго праволинейно. В действителност качеството на всеки микроскоп в това отношение се определя от неговата конструктивна схема, прецизността на изработката, от особеностите на експлоатацията и т. н. При измерване на дълбочината (т. е. координатата z) е необходимо да се отчита кривината на полезрението на обектива. Кое се обяснява с факта, че участъкът на рязката видимост в полезрението на микроскопа в същото време не е плосък. Вследствие на това, рязкото изображение на две точки, наблюдавани в различни части на полезрението на микроскопа, въобще не означава, че те се намират на еднаква дълбочина в емулсията. За да се преодолее това затруднение при точките, на които е необходимо да се измери дълбочината, трябва да се установят на равни разстояния от центъра на полезрението на микроскопа. Последното е свързано с факта, че повърхността притежава кръгова симетрия относно осите на оптичната система при условие, че последната е надеждно юстирана. Обикновено за ъгловите измервания се използват имерсионни обективи. При това фиктивната и фактическа дълбочина, се оказват много близки, вследствие на незначителната разлика в показателите на пречупване на обикновено използваната имерсионна течност ($n=1.52$) и желатина. При завършване на работата с пластинките се изтрива имерсията, за да се предотвратят изменения в дебелината на емулсията в местата на контакт на маслото и емулсията (което е необходимо да се отчита и при работата).

Описаният вариант за измерване на ъглите не е единствен. Изборът на методиката зависи от конкретната задача и наличните измерителни устройства.

2.9. Измерване на импулсите чрез метода на многократното разсейване и изотопна идентификация на водорода (^1H , ^2H и ^3H) и хелия (^3He и ^4He).

При преминаване на заредената частица през материална среда направлението на нейното движение непрекъснато се променя вследствие на голям брой малки отклонения, възникващи в резултат на кулоновото разсейване на атомните ядра, разположени по траекторията на движение на частицата, на която искаме да измерим импулса.

За определяне на средното ъглово отклонение на частицата се използват два метода, основаващи се на отклонението по проекция на следата на емулсионната плоскост от оста **OX** на масата на микроскопа. В първият от тях, който е получил наименованието **ЪГЛОВ МЕТОД**, се определя приближеното направление към траекторията в редица намиращи се на нея равно отдалечени точки и се изчисляват средните ъглови отклонения, представляващи разликата между последователните пресмятания. Във втория, така нареченият **КООРДИНАТЕН МЕТОД**, се измерват координатите на последователни точки, намиращи се една от друга на равно разстояние **t**. Подобни измервания позволяват да се определят ъгловите отклонения между последователните хорди с помощта на изчисляване на вторите разлики между пресмятанията.

В нашия случай за определяне на средното ъглово отклонение на частицата е използван координатният метод. Измерването на координатите на последователни точки от траекторията, намиращи се една от друга на равно

разстояние t , позволяват да се намерят ъгловите отклонения между последователните хорди с помощта на изчисляване на вторите разлики между пресмятанята [25]. За да се измери разсейването с помощта на този метод, следата се поставя приблизително паралелно по оста, съвпадаща с направлението на движение на масата на микроскопа така, че при преместване той да не излиза от полезрението. След равни дълги участъци на величината t (които обикновено се наричат клетки) се измерва отклонението на следата по оста OX (обозначена като y_i). Първите разлики, са обозначени тук като:

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

дават за зададена клетка t наклона на хордата.

След това се изчисляват вторите координатни разлики (да ги обозначим като D_i):

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

които дават последователни взаимни отклонения на хордата. Това отклонение е обратно пропорционално на импулса на частицата.

При определяне на средните ъглови отклонения на частицата могат да се отстранят отделни, изпадащи по своята голяма стойностна величина, обосновани на еднократни разсейвания. Това се достига с помощта на изчисляване на значенията D_i , превишаващи $4\langle D \rangle$. Друг метод се състои в замяната на всички D , превишаващи $4\langle D \rangle$ и равни на $4\langle D \rangle$.

Средната стойност от отклоненията на частицата $\langle D \rangle$ на клетки с дължина t е свързана с величината $p\beta c$ с израза (10):

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

откъдето:

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

където Z_f – заряд, p – импулс, βc – скорост на частицата, K – константа на разсейване.

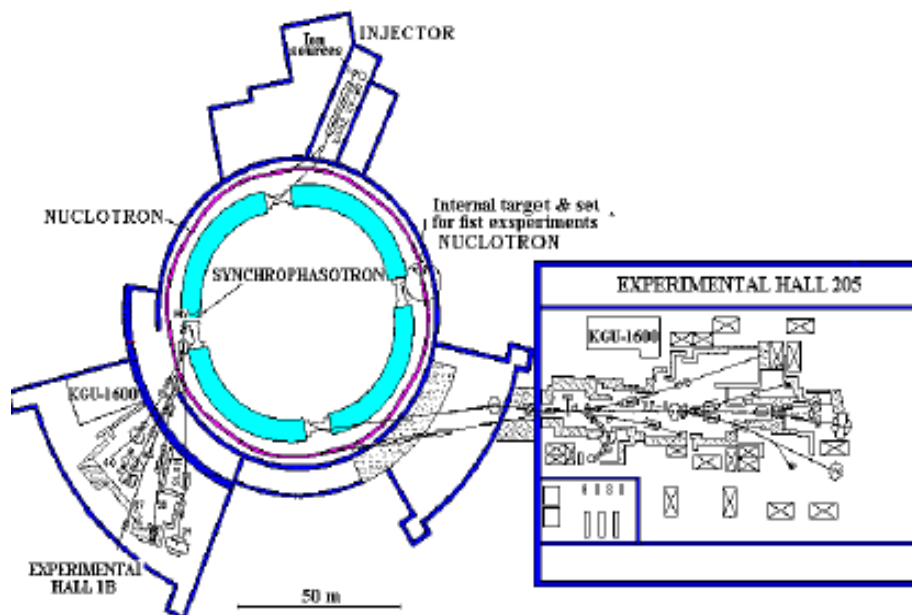
ГЛАВА III

Облъчване на емулсия със сноп от ядра ^{10}B и измерване на характеристиките на продуктите от реакциите

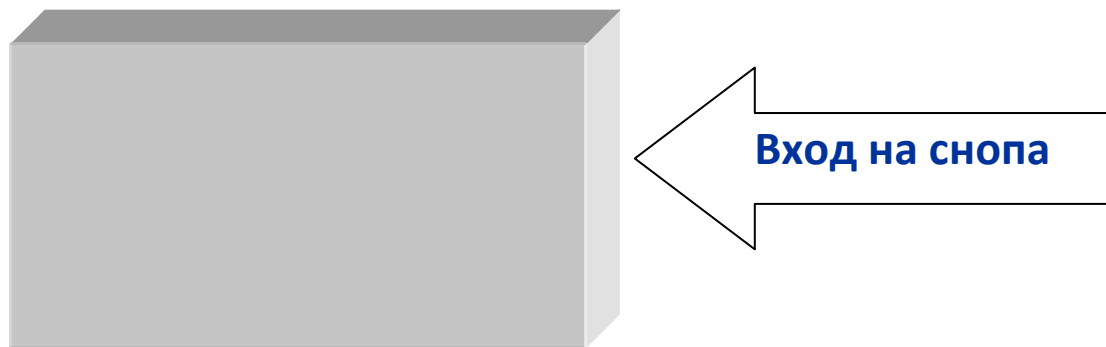
3.1. Облъчване на ядрени фотоемулсии на ускорителния комплекс Нуклотрон

Пакет със слоеве на ядрена фотоемулсия е облъчена с вторичен сноп от ядра ^{10}B с енергия 1 А ГеВ, експонирани на Нуклотрона в ЛВЕ ОИЯИ (фиг. 12), г.Дубна. Сформираният сноп съответства на профила на пакета с достатъчно равномерно разпределение. Размерът му е контролиран от пропорционални камери, а пълният поток – от мониторен брояч.

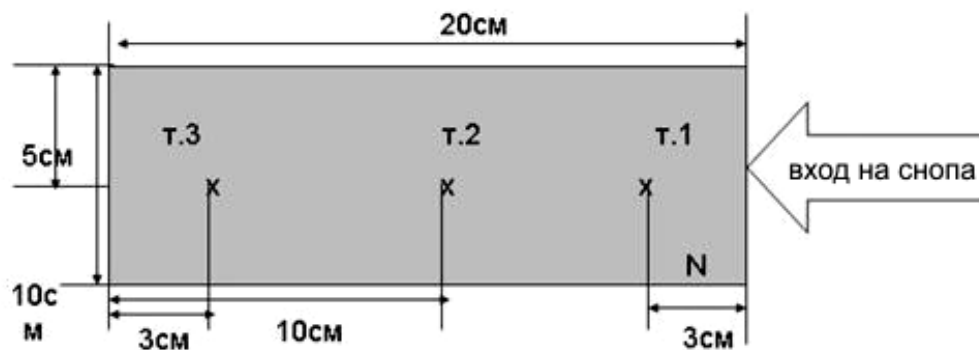
Фотоемулсионните слоеве имат размер $10 \times 20 \text{ cm}^2$, дебелината на всеки е от порядъка на 500мкм. При облъчването снопът е насочен паралелно към плоскостта на емулсията по нейната дълга страна (фиг. 13 и фиг. 14).



Фиг. 12. Схема на ускорителния комплекс, намиращ се в Лабораторията по високи енергии в ОИЯИ Дубна.



Фиг. 13. Положение на касетата по време на облъчването (изглед отгоре).
 Разположение на слоевете: номерацията в даденото положение е отгоре на долу по посока на снопа, т.е. преходите на следите отиващи към повърхността в пластинка X , трябва да се искат в стъклото на пластинка $X-1$ и следите отиващи в стъклото трябва да се искат на повърхността в пластинка $X+1$.



Фиг. 14. Представено е схематично изображение на емулсионния слой, където N е номерът на пластинката, т.1, т.2, т.3 – са точките, в които се измерва дебелината на емулсията до и след химичното проявяване. Ширината на емулсията е 10 см., дължина – 20 см., дебелина ≈ 500 мкм.

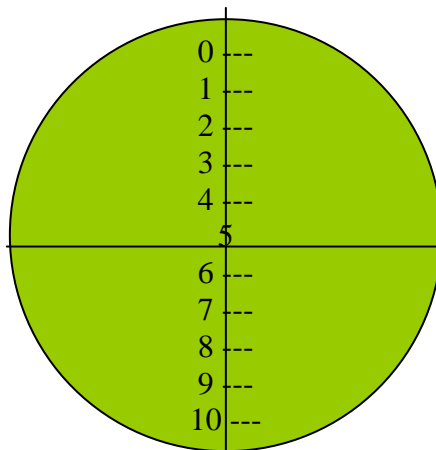
3.2. Търсене на събития по следата и описване на намерените събития

Преглеждане на слоевете с цел да се търсят ядрени взаимодействия на ядрото ^{10}B чрез метода проследяване по следата (виж глава 2) е извършено на микроскоп от типа МБИ-9 при увеличение 60x15. Следва да се отбележи, че скоростта за проследяване по следата зависи от ъгъла на наклона на следата

към плоскостта на слоя и от ъгълът на снопа. При използване на този метод емулсията се сканира от страна на входа на снопа, при това избраните следи се проследяват от входа на пластинката до спирането, взаимодействието, разпада или изхода от слоя. С такъв метод на търсене се получава пълен набор от взаимодействия без дискриминация. Освен това, той позволява да се определи сечението и относителните вероятности на различните видове взаимодействия.

За получаване на висока ефективност при регистрацията на събитие с малки ъглови отклонения на едната от вторичните следи относно първичната е необходимо да се следи за центъра на тежестта на снопа, който трябва да бъде през цялото време паралелен на масата на микроскопа по оста ОХ.

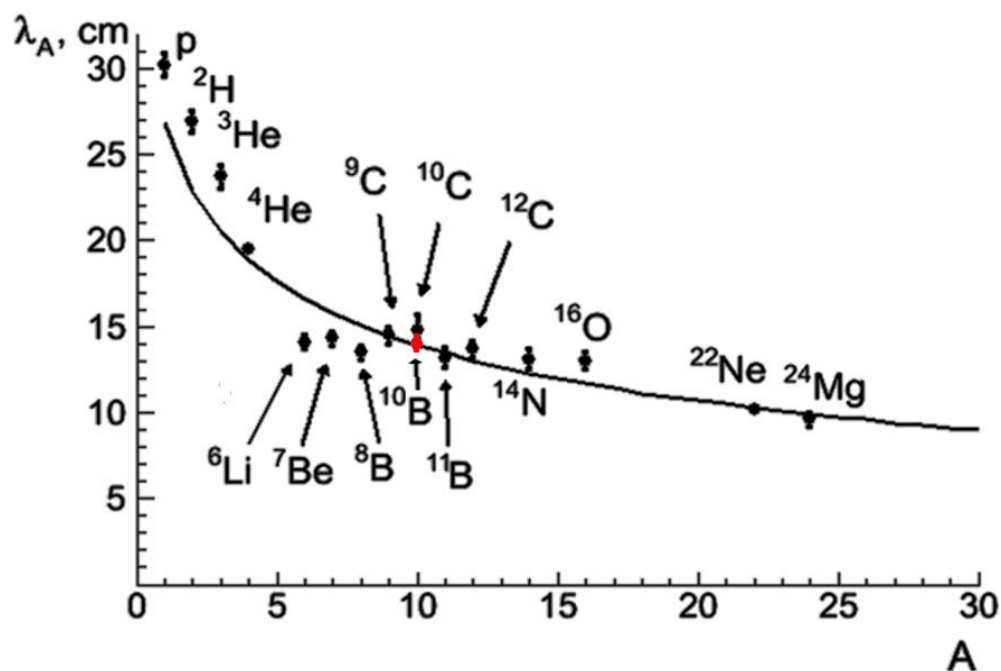
За фиксирането на положението на следите в полезрението и регистрациите на малките ъглови отклонения е използвана специална скала (фиг. 15).



Фиг. 15. Вид на скалата на окуляра на микроскоп МБИ 9.

В дадената работа на обща проследена дължина от 241 м са намерени 1664 взаимодействия $^{10}\text{В}+\text{Em}$, в същото число и 127 «бели» звезди, което съставлява 7.6% от общата статистическа извадка. В такъв образ, средният свободен пробег за ядрата $^{10}\text{В}$ е $\lambda = (14.5 \pm 0.4)$ см (фиг 16). Разпределението

на събитията по зарядова конфигурация на вторичните следи е представено в таблица 2. Методиката за определяне на заряда е представена в глава 2.



Фиг. 16. Средна стойност на пробегата $\lambda(A)$ за нееластични взаимодействия в ядрена фотоемулсия в зависимост от масата на налитащото ядро A ;

Таблица 2. Разпределение по зарядова топология на «бели» звезди при дисоциация на ядрата ^{10}B с енергия 1 A GeV

Q Пълен заряд	Заряд на фрагмента Z			Събития с фрагменти на мишената	Събития от типа «бяла» 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

Анализът на представената таблица 2 показва, че ярко е изразено доминирането на канали при дисоциацията на ядрото ^{10}B , съдържащи само изотопи Н и Не. Канал $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ е основен между събития от типа «бяла» звезда (78%) и събития с фрагменти на мишената (60%).

3.3. Ъглови разпределения на продуктите при фрагментация на ядрото-снаряд в канала $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$

В своето болшинство, фрагментите на ядрото-снаряд излитат в преден тесен ъглов конус, на който ъгъла на разтвора се определя по формулата:

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

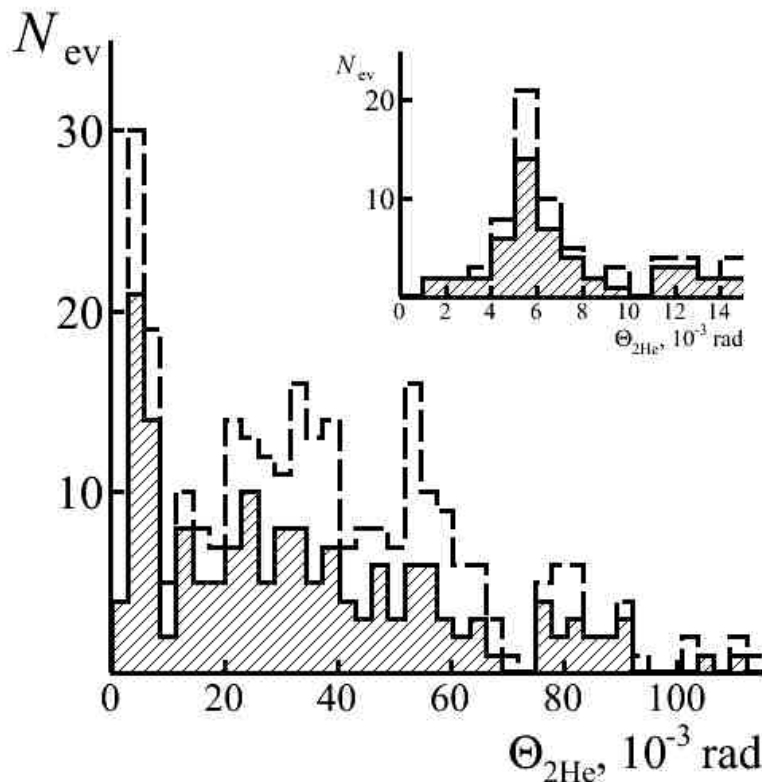
където p — импулс на Ферми, а p_0 — импулс на нуклон на ядрото-снаряд. От формулата се вижда, че колкото е по-голяма енергията на снаряда, толкова по-малък е ъгълът на излитане на фрагментите на ядрото-снаряд. Например, при импулс на ядрото-снаряд 1.7 А GeV/c и при Ферми-импулс равен на 0.2 GeV/c получаваме:

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

Измерването на координатните точки на следите се извършва последователно в едно направление (от ляво на дясно и от повърхността на слоя към стъклото) по направление на снопа, като се започва с първичната следа и след това за всички три фрагмента едновременно. На всички следи се измерват по 10 координатни точки (x , y , z). Стъпката между отделните измервания е 100 мкм, при обща дължина на следата, използвана за измерване, 1 мм. На дадената дължина на следата установената точност за

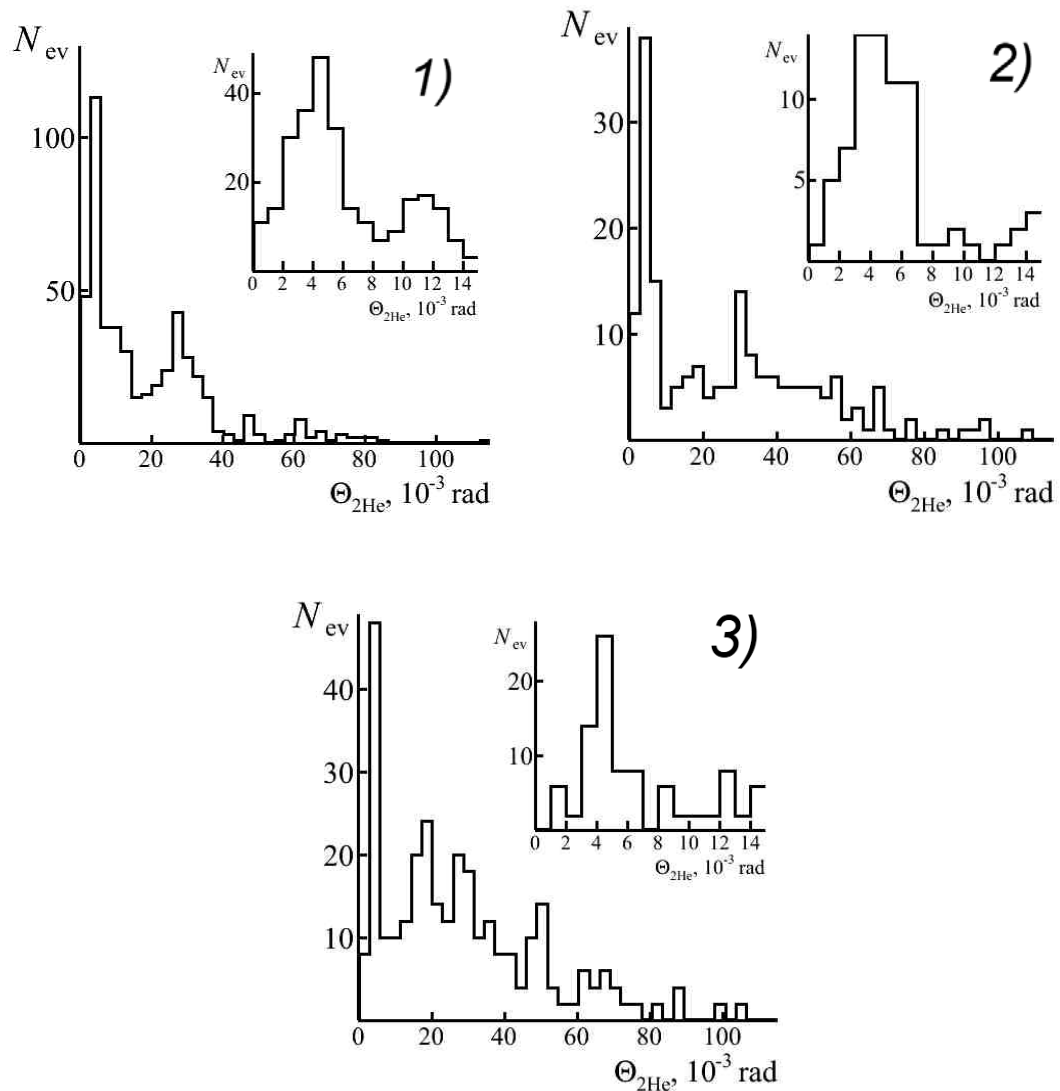
измерването на ъглите α , φ лежи в интервал (1.1, 0.2) мрад, където долната граница се определя от инструменталните възможности на микроскоп KSM-1.

За ъглови измервания от намерените взаимодействия за канал $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ са избрани 296 събития, като 166 събития са от типа «бяла» звезда. Извадката се дължи основно на геометричното разположение на събитията в обема на емулсията относно маркировката и не въвежда допълнителни критерии за подбора. Информация за механизма на образуване на две α -частици носи спектърът им по ъгъла на излитане $\Theta_{2\alpha}$. На фигура 17 е представено разпределение на събития при фрагментация на $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ по величината относителен пространственият ъгъл Θ между α -частици.



Фиг. 17. Разпределение на събития $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ по ъгъла на излитане $\Theta_{2\text{He}}$ в двойка 2He частици за всички намерени събития (пунктираната хистограма) и в «бели» звезди (защрихованата хистограма), на вмъкнатата фигура е увеличеното разпределение $\Theta_{2\text{He}}$.

Както се вижда от разпределението при $\Theta_{2\alpha} < 10.5$ мрад се наблюдава изразен пик със средна стойност 5.7 ± 0.2 мрад. Дадената област може да се интерпретира като разпад на ядрото ${}^8\text{Be}$ в основно състояние за 56 събития, включващи 40 взаимодействия от типа «бяла» звезда. За сравнение са представени резултати от изследвания за ${}^9\text{Be}$ и ${}^{10}\text{C}$ [1]. В разпределенията по ъглите на излитане на α -частиците за ядрата ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$ и ${}^{11}\text{C}$ (фиг. 18) пикът, отнасящ се към разпада на ядрото ${}^8\text{Be}$ в основно състояние, е изместен в областта на малките ъгли поради по-големия импулс на нуклон (1.95 Гев/с).



Фиг 18. Разпределение по ъгъла на излитане $\Theta_{2\text{He}}$ за събития: 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 вмъкнатата фигура е увеличеното разпределение $\Theta_{2\text{He}}$.

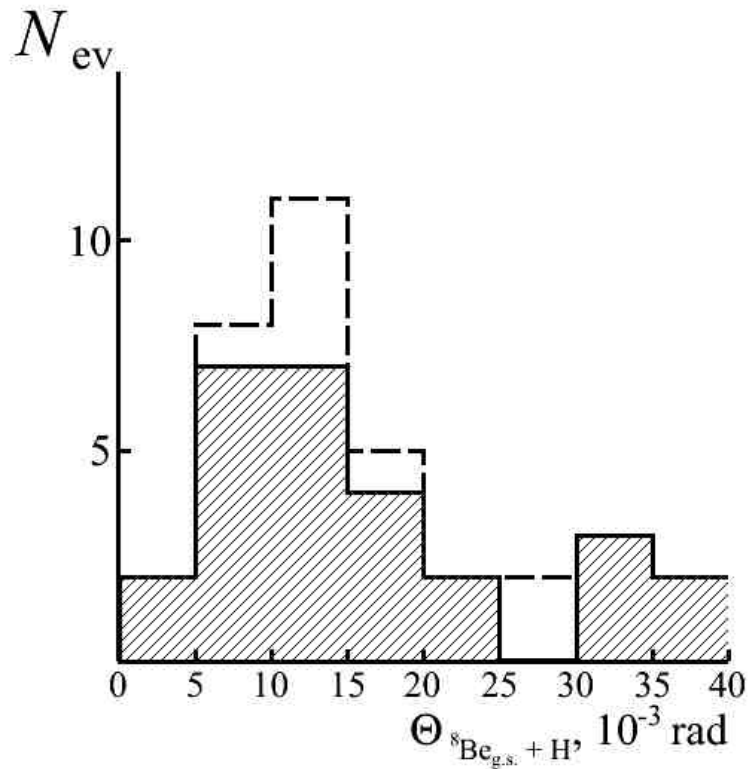


Рис. 19. Разпределение на събития ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ по ъгъла на излитане Θ_{BeH} в канал $2\text{He} + \text{H}$ за всички намерени събития (пунктираната хистограма) и в събития от типа «беля» звезда (заширихованата хистограма)

От разпределението на събитията по пространственият ъгъл Θ_{BeH}^8 (рис 19) в интервала $0 < \Theta_{\text{BeH}}^8 < 25$ мрад е възможно да се отдели пик със средна стойност $\langle \Theta_{\text{BeH}}^8 \rangle = 12.2 \pm 0.9$ мрад, който указва за 28 разпада отнасящи се към ядрото ${}^9\text{B}$ в основно състояние [26], като се включват 22 такива разпада в «бели» звезди. Т.е. можем да предположим, че в структурата на стабилното ядро ${}^{10}\text{B}$ се проявяват нестабилните ядра ${}^8\text{Be}$ ($T_{1/2} = 6.7 \cdot 10^{-17}$ с) и ${}^9\text{B}$ ($T_{1/2} = 8 \cdot 10^{-19}$ с) с вероятност $(26 \pm 4) \%$ и $(14 \pm 3) \%$ съответно.

3.4. Разпределение по инвариантна енергия на възбуждане за фрагменти в канал $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$

За представяне на разпадите е необходим преход към разглеждане на разпределение по инвариантна маса на фрагментите (14).

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

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

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

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

$$E_A = \sqrt{P_o^2 \cdot A^2 + m_A^2} \quad (14)$$

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

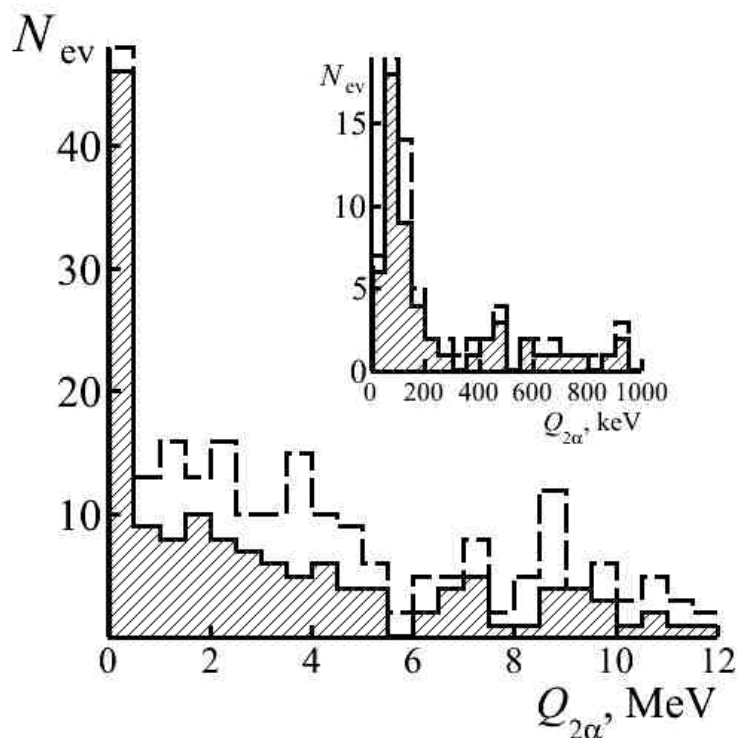
$$M^* = \sqrt{(m_1 + m_2)^2 - (P_{tot1} + P_{tot2})^2}$$

$$\Theta_{A_1 A_2} = \frac{P_{x1} \cdot P_{x2} + P_{y1} \cdot P_{y2} + P_{z1} \cdot P_{z2}}{P_{tot1} \cdot P_{tot2}}$$

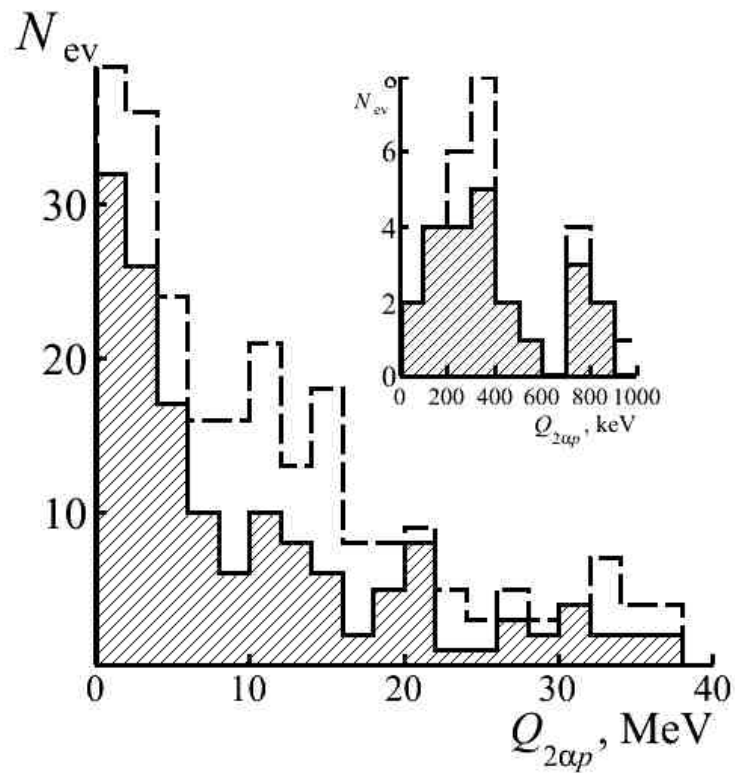
$$Q_{A_1 A_2} = \sqrt{2 \cdot m_1 \cdot m_2 + E_1^2 + E_2^2 - 2P_{tot1} \cdot P_{tot2} \cdot \cos(\Theta_{A_1 A_2})} - (m_1 + m_2)$$

По-рано анализираният спектър $Q_{2\alpha}$ при фрагментация на релятивистичното ядро ^9Be позволява надеждно да се изясни образуването на несвързаните ядра ^8Be в основно и първо възбудено състояние [15]. На фиг. 20 и фиг. 21 е представено разпределение на събития в канал $^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha + p$ по енергия на възбуждане $Q_{2\alpha}$ за двойка 2α и $Q_{2\alpha p}$ за тройката $2\alpha + p$, определени по формули (14). Средната стойност на разпределението по $Q_{2\alpha}$ в енергийната област $Q_{2\alpha} < 200$ кеВ е (95.8 ± 6.1) кеВ, която е близка към стойността на

основното състояние на ${}^8\text{Be}$ ($Q = 91.2$ кеВ). Разпределението по енергия на възбуждане $Q_{2\alpha p}$ за тройката $2\alpha + p$ в областта $0 < Q_{2\alpha p} < 400$ кеВ има средна стойност (261 ± 23) кеВ, съответстваща на основното състояние на ядрото ${}^9\text{B}$.



Фиг.20. Разпределение на събития ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ по енергия на възбуждане $Q_{2\alpha}$ на двойка α -частици за всички намерени събития (пунктираната хистограма) и в «бели» звезди (зацрихованата хистограма); на вмъкнатата фигура е увеличеното разпределение $Q_{2\alpha}$.



Фиг.21. Разпределение на събития $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ по енергия на възбуждане $Q_{2\alpha p}$ на тройката $2\alpha + p$ за всички намерени събития (пунктираната хистограма) и в «бели» звезди (защрихованата хистограма); на вмъкнатата фигура е увеличеното разпределение $Q_{2\alpha p}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключението са формулирани основните резултати от проведената научно-изследователска работа:

1. По време на подготовката на дипломната работа са усвоени основните методики в ядрената фотоемулсия, изучена е проблемно-тематичната част на изследователския проект Бекерел. Получените знания са използвани за изследване на структурните особености на релятивистичното ядро ^{10}B .

2. Допълнена е статистическата извадка по зарядова топология на каналите при дисоциация на ядрата ^{10}B с 85 събития. Анализът на тази извадка показва, че събитията $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$ доминират над останалите;

3. На обща дължина 241 м. са намерени 1664 взаимодействия, включващи 127 събития от типа «бяла» звезда. Сканирането на фотоемулсията *по следата* позволи да се даде оценка за средния пробег на ядрата ^{10}B до нееластично взаимодействие – (14.5 ± 0.4) см.

4. Изпълнени са 100 ъглови измервания на следите за събития $^{10}\text{B} \rightarrow 2\text{He} + \text{H}$. В такъв случай, на основанието на общия брой 296 измерени събития е извършен анализ на данните.

5. Разпределението на събитията по пространствен ъгъл между 2 α -частици в областта на малките ъгли ($\theta_{2\alpha} < 10.5$ мрад) указва на разпада на ядрото ^8Be в основно състояние за 56 събития, включващи 28 «бели» звезди. Разпределението по ъгъла на излитане между $^8\text{Be}_{g.s.} + \text{H}$ позволява да се предположи за разпада на ядрото ^9B в основно състояние в 28 събития, включващи 22 «бели» звезди;

7. Основен извод на дипломната работа е проявата в структурата на стабилното ядро ^{10}B на нестабилните ядра ^8Be и ^9B в процентно съотношение $(26 \pm 4)\%$ и $(14 \pm 3)\%$ съответно;

8. В практически план ядрената емулсия може да служи като средство за диагностика на снопове от радиоактивни изотопи.

Настоящата работа е поддържана с грант на пълномощния представител на България в ОИЯИ.

В заключение благодаря изключително много на научният си ръководител гл. ас. д-р Р. Станоева и на консултанта ми Андрей Зайцев, които ме напътстваха през цялото време.

СПИСК НА ЛИТЕРАТУРАТА

- [1]. Интернет - ресурс: <http://becquerel.lhe.jinr.ru>;
- [2]. Adamovich M. I. et al., «Inelastic interactions of ^{12}C nuclei with emulsion nuclei at 50 GeV/c», JINR Communication E1-10838, Dubna, 1977;
- [3]. Марин А. и др., «Взаимодействия ядер ^{12}C с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон с ядрами эмульсии и каскадно-испарительная модель», Ядерная физика. 1980. Т. 32. С. 1387;
- [4]. Абдуразакова У. А., Бондаренко Р. А., Гулямов У. Г. , Чернов Г. М. «Дифракционная диссоциация $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на ядрах фотоэмульсии с импульсом 4.5 ГэВ/с на нуклон», Ядерная физика. 1984. Т. 39. С. 272.
- [5]. Белага В. В. и др., «Когерентная диссоциация ^{12}C в 3 альфа-частицы при 4.5 А ГэВ/с на ядрах эмульсии, обогащенной свинцом», Ядерная физика. 1995. Т. 58. С. 2014;
- [6]. Белага В. В. и др. «О характере зависимости механизма неупругой диссоциации релятивистского ядра углерода в три альфа-частицы от энергии его возбуждения», Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. С. 385;
- [7]. Бондаренко А. И., Чернов Г.М и др., «Реакция диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на ядрах водорода, углерода и тантала при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон», Ядерная физика. 1994. Т.57. С.430;
- [8]. Adamovich M. I. et al. «Production of Helium ($Z = 2$) projectile fragments in ^{16}O Emulsion Interactions from $E/A = 2$ to 200 GeV», Phys. Rev. C. 1989. V. 20. P. 66;
- [9]. Андреева Н. П. и др. «Топология «белых звезд» в релятивистской фрагментации легких ядер», Ядерная физика. 2005. Т. 68, № 3. С. 484-494.;

- [10]. Лепехин Ф. Г. и др., «Фрагментация ядер ${}^6\text{Li}$ с импульсом 4.5 А ГэВ/с в фотоэмульсии», Ядерная физика. 1995. Т. 58, №5, С. 881-887;
- [11]. Lepikhin F. G. et al., «Yields and transverse momenta of the ${}^6\text{Li}$ fragments in the emulsion at 4.5 GeV/c per nucleon», Eur. Phys. J. A. 1998. V. 1. P. 137;
- [12]. Adamovich M. I. et al. «Interactions of Relativistic ${}^6\text{Li}$ Nuclei with Photoemulsion», Nuclei Phys. At. Nucl. 1999. V. 62. P. 1378;
- [13]. Adamovich M. I. et al., «Irradiation of Nuclear Emulsions in Relativistic Beams of ${}^6\text{He}$ and ${}^3\text{H}$ Nuclei», 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 А GeV», Phys. Atom. Nucl. 70, pp. 1222-1225 (2007);
- [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);
- [18]. Богданов В. Г. и др. «Наблюдение распада (деления) релятивистских ядер ${}^{24}\text{Mg}$ и ${}^{28}\text{Si}$ на два близких по заряду фрагмента», 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.V. 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 «Множественное 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 ${}^8\text{Be}$ and ${}^9\text{B}$ production in 200–400 MeV/nucleon ${}^{12}\text{C}$ on water // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 067602;

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Скрипт за построяване на ъглово разпределение между 2α -частици.

```
{
#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);

```

```

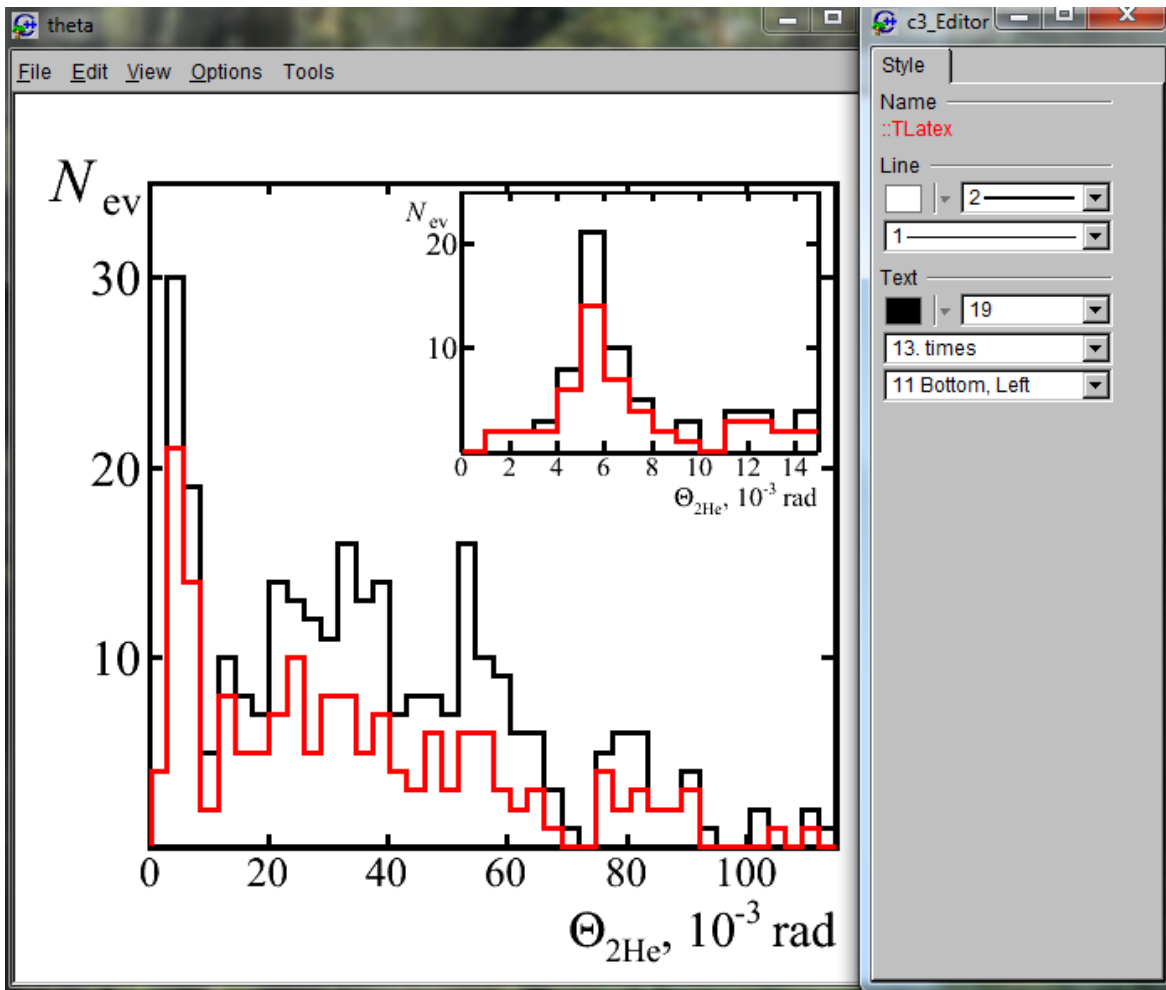
h3->GetYaxis()->SetTitleSize(0.06);
h3->GetYaxis()->SetTickLength(0.02);
h3->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.75);
h3->GetYaxis()->SetTitleFont(132);
h3->SetMinimum(0.001);
h3->SetMaximum(35);
h3->SetLineWidth(3);
h3->SetLineWidth(3);
h3->SetLineColor(1);
h3->SetLineStyle(1);
h3->SetLineColor(1);
h3->Draw();
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()->SetLabelFont(132);
h33->GetYaxis()->SetLabelSize(0.1);
h33->GetYaxis()->SetTitleSize(0.1);
h33->GetYaxis()->SetTickLength(0.04);
h33->GetYaxis()->SetTitleOffset(0.69);
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 vsekx 9B = 28
4islo belikh sobitij 9B = 22
4islo vsekx 8Be = 56
4islo belikh sobitij 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]

```

Фиг. П1. Резултат от построяването на хистограма.

2. Пресмятане на ъгли и построяване на следи в средата MathCad

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

$n1 := 5$ $n2 := 10$ $n3 := 10$ $nt := 10$ nt - первичный трек n - вторичные
 $ORIGIN := 1$ $i := 1..nt$ $k1 := 1..n1$ $k2 := 1..n2$ $k3 := 1..n3$ $tol := 518$
 Переменные индексов и матрицы данных: X, Нследа, Hповерхность, Y

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

Za1 := 1

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

Za3 := 2

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

Za2 := 2

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

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

ev := (21558 2782.10 2752.50 17.00)

$$xtr_i := tr_{i,1} - ev_{1,1} \quad ytr_i := -(tr_{i,4} - ev_{1,4}) \quad ztr_i := \left[(tr_{i,2} - tr_{i,3}) - (ev_{1,2} - ev_{1,3}) \right] \cdot \frac{tol}{tol2}$$

Координаты первичного трека

Пересчитываем координаты треков частиц в системе отсчета связанной с эмульсией

$$x1_{k1} := a1_{k1,1} - ev_{1,1} \quad y1_{k1} := -(a1_{k1,4} - ev_{1,4}) \quad z1_{k1} := \left[(a1_{k1,2} - a1_{k1,3}) - (ev_{1,2} - ev_{1,3}) \right] \cdot \frac{tol}{tol2}$$

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

Расчет плоского и глубинного угла первичного трека

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

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

$$x_{k1}^{11} := x_{k1}^1 \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \cos(\varphi_0) + y_{k1}^1 \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \sin(\varphi_0) + z_{k1}^1 \cdot \sin(\alpha_0)$$

$$y_{k1}^{11} := -x_{k1}^1 \cdot \sin(\varphi_0) + y_{k1}^1 \cdot \cos(\varphi_0)$$

$$z_{k1}^{11} := -x_{k1}^1 \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \cos(\varphi_0) - y_{k1}^1 \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \sin(\varphi_0) + z_{k1}^1 \cdot \cos(\alpha_0)$$

$$x_{k2}^{22} := x_{k2}^2 \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \cos(\varphi_0) + y_{k2}^2 \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \sin(\varphi_0) + z_{k2}^2 \cdot \sin(\alpha_0)$$

$$y_{k2}^{22} := -x_{k2}^2 \cdot \sin(\varphi_0) + y_{k2}^2 \cdot \cos(\varphi_0)$$

$$z_{k2}^{22} := -x_{k2}^2 \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \cos(\varphi_0) - y_{k2}^2 \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \sin(\varphi_0) + z_{k2}^2 \cdot \cos(\alpha_0)$$

$$x_{k3}^{33} := x_{k3}^3 \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \cos(\varphi_0) + y_{k3}^3 \cdot \cos(\alpha_0) \cdot \sin(\varphi_0) + z_{k3}^3 \cdot \sin(\alpha_0)$$

$$y_{k3}^{33} := -x_{k3}^3 \cdot \sin(\varphi_0) + y_{k3}^3 \cdot \cos(\varphi_0)$$

$$z_{k3}^{33} := -x_{k3}^3 \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \cos(\varphi_0) - y_{k3}^3 \cdot \sin(\alpha_0) \cdot \sin(\varphi_0) + z_{k3}^3 \cdot \cos(\alpha_0)$$

$$\phi_1 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum (x_{k1}^{11} \cdot y_{k1}^{11})}{k_1} - \frac{\sum x_{k1}^{11}}{k_1} \cdot \frac{\sum y_{k1}^{11}}{k_1}}{\frac{\sum (x_{k1}^{11})^2}{k_1} - \left(\frac{\sum x_{k1}^{11}}{k_1} \right)^2} \right]$$

$$\phi_1 = 0.02995$$

$$b_{\phi 1} := \frac{\sum y_{k1}^{11}}{k_1} - \tan(\phi_1) \cdot \frac{\sum (x_{k1}^{11})}{k_1}$$

$$\alpha_1 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum (x_{k1}^{11} \cdot z_{k1}^{11})}{k_1} - \frac{\sum x_{k1}^{11}}{k_1} \cdot \frac{\sum z_{k1}^{11}}{k_1}}{\frac{\sum (x_{k1}^{11})^2}{k_1} - \left(\frac{\sum x_{k1}^{11}}{k_1} \right)^2} \right]$$

$$\alpha_1 = -0.01811$$

$$b_{\alpha 1} := \frac{\sum z_{k1}^{11}}{k_1} - \tan(\alpha_1) \cdot \frac{\sum x_{k1}^{11}}{k_1}$$

$$\phi_2 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum (x_{k2}^{22} \cdot y_{k2}^{22})}{k_2} - \frac{\sum x_{k2}^{22}}{k_2} \cdot \frac{\sum y_{k2}^{22}}{k_2}}{\frac{\sum (x_{k2}^{22})^2}{k_2} - \left(\frac{\sum x_{k2}^{22}}{k_2} \right)^2} \right]$$

$$\phi_2 = 0.00262$$

$$b_{\phi 2} := \frac{\sum y_{k2}^{22}}{k_2} - \tan(\phi_2) \cdot \frac{\sum x_{k2}^{22}}{k_2}$$

$$\alpha_2 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum (x_{k2}^{22} \cdot z_{k2}^{22})}{k_2} - \frac{\sum x_{k2}^{22}}{k_2} \cdot \frac{\sum z_{k2}^{22}}{k_2}}{\frac{\sum (x_{k2}^{22})^2}{k_2} - \left(\frac{\sum x_{k2}^{22}}{k_2} \right)^2} \right]$$

$$\alpha_2 = 0.0031$$

$$b_{\alpha 2} := \frac{\sum z_{k2}^{22}}{k_2} - \tan(\alpha_2) \cdot \frac{\sum (x_{k2}^{22})}{k_2}$$

$$\phi_3 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum (x_{k3}^{33} \cdot y_{k3}^{33})}{k_3} - \frac{\sum x_{k3}^{33}}{k_3} \cdot \frac{\sum y_{k3}^{33}}{k_3}}{\frac{\sum (x_{k3}^{33})^2}{k_3} - \left(\frac{\sum x_{k3}^{33}}{k_3} \right)^2} \right]$$

$$\phi_3 = 0.00018$$

$$b_{\phi 3} := \frac{\sum y_{k3}^{33}}{k_3} - \tan(\phi_3) \cdot \frac{\sum x_{k3}^{33}}{k_3}$$

$$\alpha_3 := \operatorname{atan} \left[\frac{\frac{\sum_{k3} (x_{k3}^{33} \cdot z_{k3}^{33})}{n^3} - \frac{\sum_{k3} x_{k3}^{33}}{n^3} \cdot \frac{\sum_{k3} z_{k3}^{33}}{n^3}}{\frac{\sum_{k3} (x_{k3}^{33})^2}{n^3} - \left(\frac{\sum_{k3} x_{k3}^{33}}{n^3} \right)^2} \right]$$

$$\alpha_3 = -0.00005$$

$$ba_3 := \frac{\sum_{k3} z_{k3}^{33}}{n^3} - \tan(\alpha_3) \cdot \frac{\sum_{k3} (x_{k3}^{33})}{n^3}$$

Результат:

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

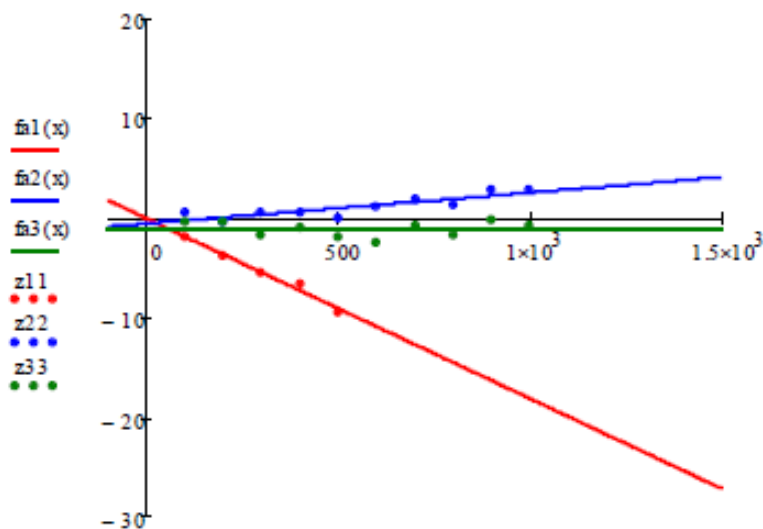
$$\phi_1 = 0.02995 \quad \phi_2 = 0.00262 \quad \phi_3 = 0.00018$$

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

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

$$f_{11}(x) := \alpha_1 \cdot x + ba_1 \quad f_{21}(x) := \alpha_2 \cdot x + ba_2 \quad f_{31}(x) := \alpha_3 \cdot x + ba_3$$

$$f_{12}(x) := \phi_1 \cdot x + bf_1 \quad f_{22}(x) := \phi_2 \cdot x + bf_2 \quad f_{32}(x) := \phi_3 \cdot x + bf_3$$



x, x, x, x11, x22, x33

