

**ЮГОЗАПАДЕН УНИВЕРСИТЕТ “НЕОФИТ
РИЛСКИ”**

**ПРИРОДО – МАТЕМАТИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ
КАТЕДРА ФИЗИКА**

ДИПЛОМНА РАБОТА

Тема:

**Използване метода на ядрените фотоемулсии за изследване на
множествените фрагментации на релативистичното ядро ^{14}N .**

(Работата е изпълнена в Лабораторията по високи енергии, на Обединения институт за
ядрени изследвания, г. Дубна)

Дипломант:

Ралица Станоева
Специалност “Физика” – Магистър

Научен ръководител:

Кандидат на физико-математическите
науки, Зарубин П. И.
Професор
Доктор на физико-математическите науки
Й. Стаменов (ИЯИЯЕ БАН, София)

Благоевград, 2005 г.

Съдържание

ВЪВЕДЕНИЕ	4
Глава 1. Актуални въпроси при изследване кластеризации на леки ядра при тяхната фрагментация във фотоемулсии.	7
1.1. Типове кластеризации в леките ядра.....	7
1.2. Клас събития от типа «бяла» звезда.	11
1.3. Проявяване на алфа-кластеризация при фрагментация на ядрата ^{12}C и ^{16}O	13
1.4. Алфа-деутронна кластеризация при фрагментация на ядрата ^6Li и ^{10}B	15
1.5. Актуалност на изследванията на кластерните степени на свобода на ядрото ^{14}N като продължение на изследванията на съседни ядра.....	19
Глава 2. Практически въпроси, свързани с използването на фотоемулсии.	20
2.1. Състав на емулсията БР-2 и пробези на релятивистките ядра при нееластични взаимодействия.....	20
2.2. Йонизационни загуби на заредените частици в емулсии и класификация на трековете.	23
2.3. Определяне на зарядите на релятивистичните ядра в емулсията.	25
2.4. Определяне на ъгловите характеристики на първичните и вторични трекове.	28
2.5. Измерване на импулсите чрез метода на многократното разсейване и изотопна идентификация на водорода (p, d и t) и хелия (^3He и ^4He).....	33
Глава 3. Облъчване на емулсия със сноп от ^{14}N и измерване на характеристиките на продуктите от реакциите	37

3.1. Събиране на емулсионните слоеве в пакет и провеждане на облъчването.	37
3.2. Търсене на събитията по следата и описание на намерените събития.....	38
3.3. Ъглови разпределения на продуктите при фрагментация на ядрото- снаряд в «бели» звезди.....	41
3.4. Получаване на импулсен спектър за еднорядни релятивистични фрагменти и съотношение от изхода на протони и деутрони в «бели» звезди	44
Глава 4. Анализ на корелационните характеристики и обсъждане на резултатите.....	46
4.1. Спектри по напречен импулс на фрагментите на ядрото-снаряд и тяхното сравнение за различните ядра.....	46
4.2. Представяне на данни чрез релятивистичната-инвариантна променлива b_{ik}	49
4.3. Спектър на инвариантните маси на групи с фрагменти от 3 алфа частици	51
4.4. Предварителни физични изводи и перспектива за изследвания с богати статистически извадки.	53
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	55
КРАТКИ ИЗВОДИ.....	58
СПИСЪК НА ЛИТЕРАТУРАТА	59

ВЪВЕДЕНИЕ

Физиката на високите енергии е едно от най-бързо развиващите се направления в съвременната физика. В тази връзка детайлното изследване на явленията при фрагментация на релативистични ядра-снаряди има някои важни преимущества в сравнение с класическите експерименти за разцепване на ядра–мишени. В частност, сигурната идентификация на продуктите при фрагментацията прави възможно изучаването на ядрените структури в условия на много малки обмени на енергия – импулс. Знанието на фрагментационните характеристики на релативистичните ядра е необходимо за решаването на редица задачи на ядрената астрофизика и физиката на космическото лъчение.

При изследване на взаимодействия при високи енергии значителна роля играе методът на ядрените фотоемулсий, който се характеризира с уникални възможности. Благодарение на изключително добрата му пространствена разделителна способност (0.5 мкм) в сравнение с други методи, в ядрената емулсия в зависимост от първичния импулс може да се получи ъглова точност на следите на релативистичните фрагменти около 10^{-5} радиана. Това осигурява пълно наблюдаване на всички възможни фрагментационни разпади на релативистичните ядра. Ето защо, на дължина 1 мм уверено се различава процес на разпад на ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, проявяващ се при 4.5 А GeV/c като двойни следи, излитаци в ъглов конус около $2 \cdot 10^{-3}$ рад. Многочастичните разпади, в които няколко релативистични фрагменти излитат в ъглов конус 0.1 рад се различават уверено на разстояние до 1 мм, в случай на по-тесен или на по-многочастичен разпад дължината на техните разделения може да бъде увеличена до необходимата величина. Също така, емулсионната методика позволява да се идентифицират частиците и да се измерят техните импулси. Ето защо, благодарение на високата разделителна

способност на емулсиите и възможността за наблюдаване на реакции в 4π -геометрия, този метод представлява ефективен способ за изучаването на процеси при релативистична фрагментация. Изучаването на фрагментациите на азотното ядро, което е изпълнено в представената работа, е интересно, защото допълва общата картина на редица вече изследвани ядра (виж.табл. 2) и може да служи като източник на информация за многочастичен разпад на ядрата.

Целта на настоящето изследване е получаване на експериментални данни за структурните особености на азотните ядра във възбудени състояния с енергии по-високи от прага на разпада на фрагменти в ядрени емулсии. В настоящата работа са представени данни по канали при дисоциация на лекото ядро ^{14}N в събития от типа «бяла» звезда (виж. 1.2). Експерименталните данни за съотношенията на наблюдаваните канали при ядрена дисоциация дават представа както за общите закономерности на процеса при фрагментацията на ядрата, така и за фрагментационните особености, които са свързани със структурата на това ядро.

Дипломната работа има следната структура:

В първа глава са описани актуални въпроси на изследване на кластеризация на леки ядра при изучаването на тяхната фрагментация във фотоемулсии.

Във втора глава се обсъждат практически въпроси при използването на фотоемулсията. Описани са 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 трековете.

В трета глава се разглежда облъчването на емулсии със сноп от ядра ^{14}N и се представят измерените характеристики на продуктите при реакцията.

В четвърта глава се анализират корелационните характеристики. В изложението се извършва систематично сравнение на експерименталните

данни на настоящата работа с данни, получени при взаимодействия на ядрата ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{12}\text{C}$.

Заключението съдържа основните резултати от проведените в дипломната работа изследвания.

Глава 1. Актуални въпроси при изследване кластеризации на леки ядра при тяхната фрагментация във фотоемулсии.

1.1. Типове кластеризации в леките ядра.

Прогресът в изследванията на снопове от релативистични 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 възбудени ядра, в които отделните групи нуклони участвуват 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 ${}^3\text{He}$, деутрон, тритон, и, също така, двойни състояния на протона и неутрона (виж рис. 1). Възможно е изучаването на фрагментационните процеси и на стабилни и радиоактивни ядра на кластерни фрагменти при релативистични енергии да изясни нови особености за тяхното възникване и ролята в процесите на нуклеосинтеза.

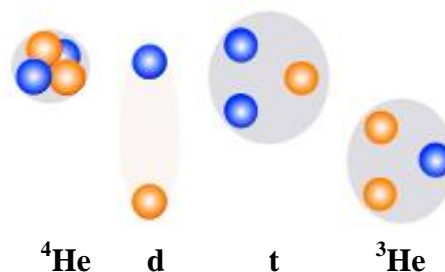


Рис. 1. Кластерни структури на: ${}^4\text{He}$, деутрон, тритон и ${}^3\text{He}$.

Характеристиките на събитията при дисоциация на леки ядра в периферични взаимодействия са били изследвани чрез метода на фотоемулсиите за ядра ^{12}C (3α) [1-6], ^{16}O (4α) [7,8], ^6Li ($\alpha+d$) [9-12] и ^{10}B ($2\alpha+d$) [13-15] 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. Основен интерес представлява търсенето и изследването на фрагментациите на ядрата ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si и ^{32}S при импулс 4.5 A GeV/c чрез наблюдение на крайни състояния, съдържащи няколко α -частици.

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 критерий за отбор на такива събития е условието за съхранение на електричния заряд и масовото число на налитащото ядро в тесен ъглов конус на фрагментацията.

За илюстрация на критерия за отбор на събитията на рисунка 2 е представено събитие при мултифрагментация на ядрото ^{28}Si с импулс 4.5 A GeV/c . Основен интерес представлява група от фрагменти на налитащото ядро в тесен конус на ъгъла от порядъка на няколко градуса със сумарен заряд $Z=13$. Големината на ъгъла се определя чрез отношението на напречния импулс на Ферми към импулса на нуклона на първичното ядро. Доколко при първични импулси от порядъка на няколко GeV/c на нуклон този ъгъл е достатъчно малък, то следите на релативистичните фрагменти остават дълго в един емулсионен слой, което е достатъчно за реконструкции на тримерния образ на трековете от тази група.

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.

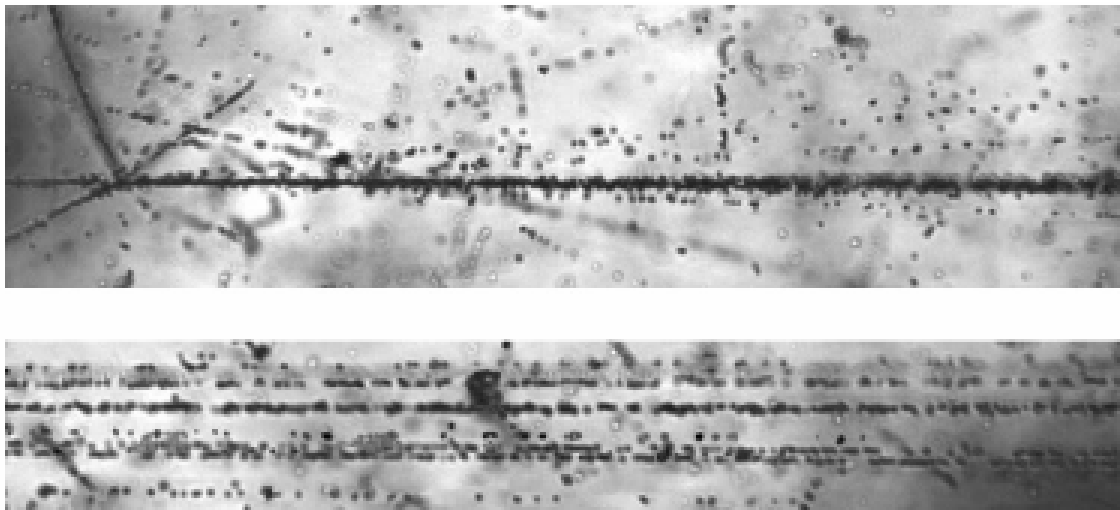


Рис. 2. Фотография на събитие при фрагментация на ядрото ^{28}Si с енергия 3.65 А GeV в периферично взаимодействие на емулсионното ядро. На горната фотография се вижда: началото на взаимодействието, струята с фрагменти в тесен ъглов конус, заедно с четири съпровождащи едноварядни частици в широк конус и фрагменти на ядрата-мишени, излитащи под големи ъгли. При проследяване по направление на струята от фрагменти (долната фотография) могат да се различат 3 фрагмента Н и 5 фрагмента He. Интензивната следа на долната фотография (с минимален ъгъл на излитане) е идентифицирана като много тясна по ъгъл двойка фрагменти с $Z=2$, съответстваща на разпада на ядрото ^8Be . Тримерния образ на събитието е реконструиран като плоска проекция с помощта на автоматичния микроскоп ФИАН в комплекса ПАВИКОМ.

Най-силно разпространената алфа-частичната и достатъчно рядката деутронна кластеризация ще се обсъдят подробно в следващите параграфи на тази глава. Поради това като пример ще опишем изпълнени и планирани експерименти по тритонна и ^3He кластеризация.

Кластеризация с участие на тритон. В ядрена фотоемулсия, облъчвана чрез снопа от ядра ^7Li с импулс 3 А GeV/c, е намерено 1274 нееластични взаимодействия. Около 7% от всички взаимодействия на ядрото ^7Li са периферични взаимодействия (80 събития), които съдържат само заредени фрагменти на релативистичното ядро. Половината от тези събития представляват разпад на α -частица и тритон (40 събития). Броят на разпадите

на α -частица, деутрон и неутрон – 30%, а на α -частица, протон и два неутрона – 20%. Изотопният състав на продуктите при разпада показват, че тези събития са свързани със структурата на ядрото ${}^7\text{Li}$ във вида на кластери с α -частица и тритон. Представлява интерес да се продължи търсенето на възможната роля на тритона като кластерен елемент при дисоциация на ядрата ${}^{11}\text{B}$, ${}^{15}\text{N}$ и ${}^{19}\text{F}$ (рис. 3). Изучаването на «бели» звезди в леки нечетно-четни стабилни ядра може да даде основание за включване в общата картина и тритона.

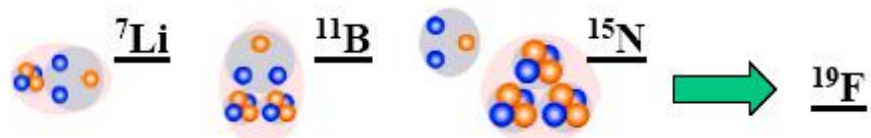


Рис. 3. Алфа – тритон кластеризация в леките ядра.

Кластеризация с участие на ${}^3\text{He}$. Ядрото ${}^3\text{He}$ е естествен елемент на кластерната картина при възбуждение на леки ядра с дефицит на неутрони, такива като ${}^6\text{Be}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{C}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{11}\text{C}$, ${}^{12}\text{N}$, и по-тежки (рис. 4).

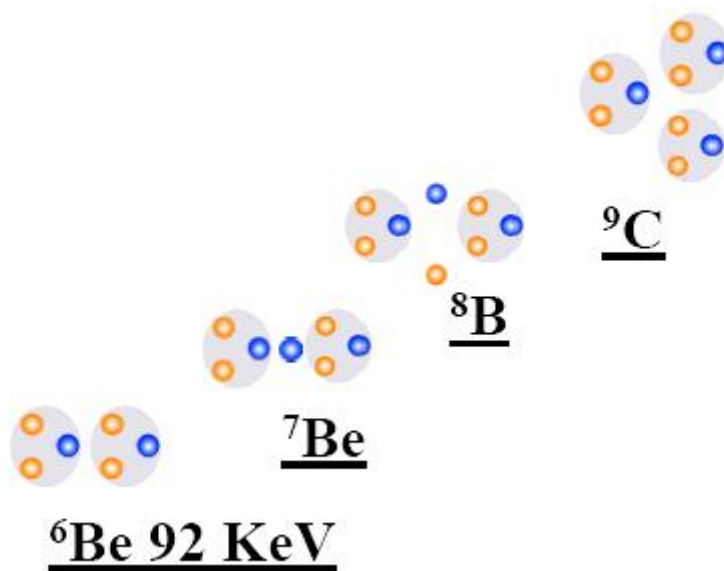


Рис. 4. ${}^3\text{He}$ –частична кластеризация.

Ако се замени α -частичен кластер в ядрата ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ с ядрото ${}^3\text{He}$, то могат да се получат аналогични кластерни състояния. ${}^6\text{Be}$ е слабо свързано ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ -резонансно състояние, близко по свойства към α - α -система в ядрото ${}^8\text{Be}$. По аналогия с ядрото ${}^9\text{Be}$ в ядрото ${}^7\text{Be}$ са възможни възбуждания n - ${}^6\text{Be}$ и ${}^3\text{He}$ - n - ${}^3\text{He}$, в допълнение към състоянието α - ${}^3\text{He}$. Представлява интерес да се изяви състоянието ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ в ядрото ${}^9\text{C}$, α - ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ в ядрото ${}^{10}\text{C}$ и α - α - ${}^3\text{He}$ в ядрото ${}^{11}\text{C}$.

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 (рис. 5 и рис. 6). Тяхната част от общия брой нееластични събития е само няколко процента. Името отразява не само външният вид на събитията, но и рязкото намаляване на йонизационните загуби на (в краен случай в Z пъти) при прехода от следата на първичното ядро към тесен конус на вторични следи. Образуването на «бели» звезди става при електромагнитни взаимодействия с виртуални фотони на ядрата мишени и при дифракционно разсейване на периферични неутрони на мишените.

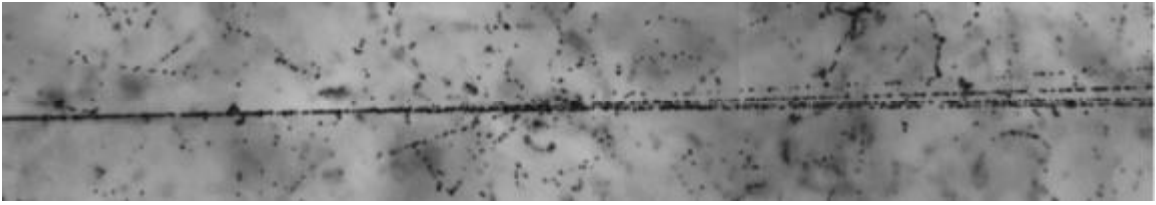


Рис. 5. Фотография на събитие с фрагментация на ядрото ^{14}N с енергия 2,1 А GeV в периферично взаимодействие на емулсионното ядро. При проследяване по направлението на струята от фрагменти могат да се различат 1 фрагмент Н и 3 фрагмента He. Тримерният образ на събитието е реконструиран като плоска проекция с помощта на автоматичния микроскоп ФИАН в комплекс ПАВИКОМ.

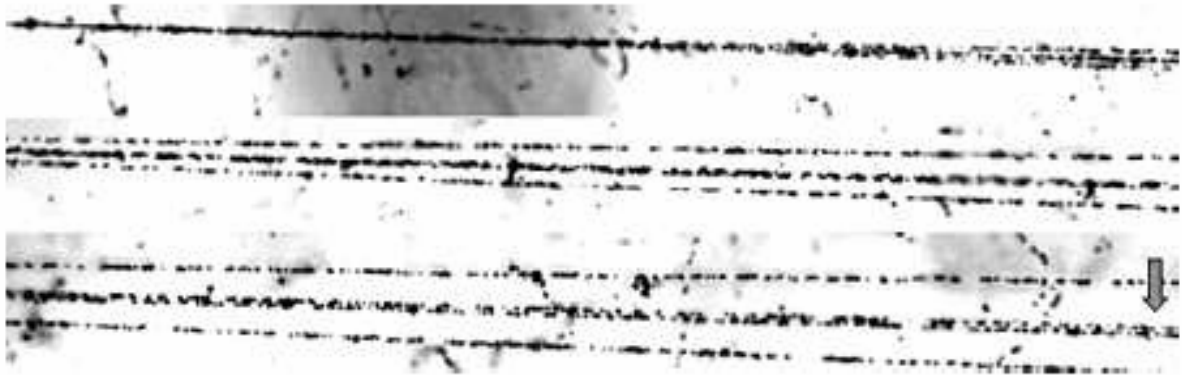


Рис. 6. Фотография на събитие с фрагментация на ядрото ^{16}O с енергия 4.5 А GeV в периферично взаимодействие на ядрото на емулсията на четири α -частици. На горната фотография се вижда върха на взаимодействието и струята от фрагменти в тесен ъглов конус. При проследяване по направлението на струята от фрагменти (долната фотография) могат да се различат 2 фрагмента He и много тясна по ъгъл двойка фрагменти с $Z=2$, съответстваща на разпада на ядрото ^8Be .

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. Описаният критерии за отбор на «бели» звезди заедно с условието за съхранение на енергийния поток във фрагментационния конус могат да бъдат използвани в бъдещи експерименти при изследване на глобални особености при фрагментация на тежки ядра в процес на периферична дисоциация.

1.3. Проявяване на алфа-кластеризация при фрагментация на ядрата ^{12}C и ^{16}O

«Бели» звезди $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ при енергии 3.65 А GeV са изучени в работи [5-6] (рис. 7 и рис. 8). В тази връзка е продемонстрирана ролята на канала с ядрото ^8Be и направен извод за пряка мултифрагментация с увеличаването на пълната енергия на система от три α частици.

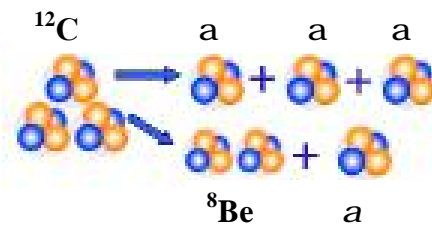


Рис. 7. Кластеризация на $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ и $^{12}\text{C}^* \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha$

В работата [4] 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 GeV/c в емулсия, обогатена с Рb .Установено е, че средното напречно сечение за дисоциация на $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ се увеличава при добавяне в емулсията на ядрото Рb почти двойно. Кластеризацията в разпада $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ показва известния « 3α процес» в звездите. В работата [16] на статистика от 2757 нееластични взаимодействия не е наблюдавано ни един случай на бинарно разделяне с единствено възможния канал $^{12}\text{C}^* \rightarrow ^6\text{Li} + ^6\text{Li}$.

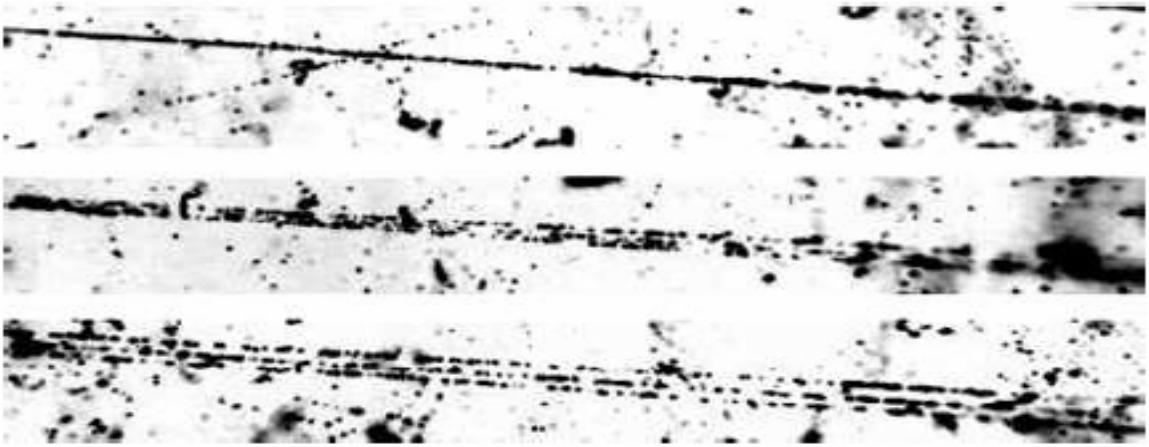


Рис. 8. Фотография на събитие с фрагментации на ядрото ^{12}C с енергия 4.5 А GeV в периферичното взаимодействие на ядрата на емулсията на три α частици. На горната фотография се вижда началото на взаимодействието и струя с фрагменти в тесен ъглов конус. При проследяване по направлението на струята с фрагменти (долната фотография) могат да се различат 3 фрагмента He.

В работа [8] са изследвани «бели» звезди $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ при голяма статистическа извадка (641 събития) (рис. 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 $^{12}\text{C}^*$ (рис. 9 и рис. 10).

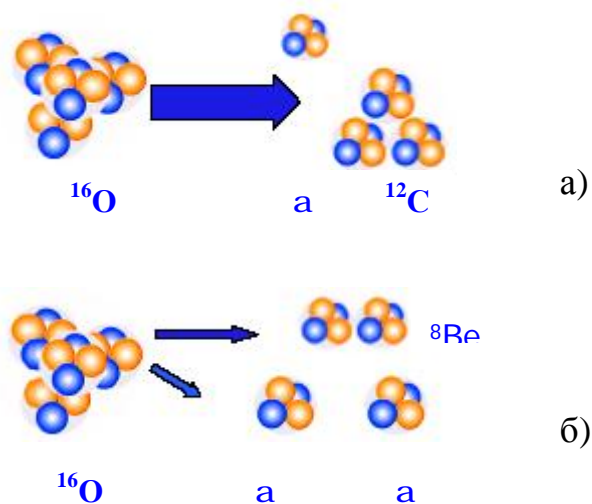


Рис. 9. Кластеризация на ^{16}O : а) $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$
 б) $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^8\text{Be} + 2\alpha$

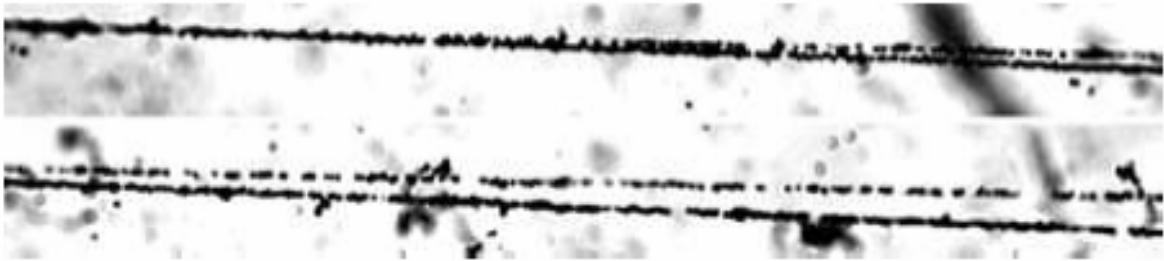


Рис. 10. Фотография на събитие при несиметричен двоен разпад на ядрото ^{16}O с енергия 4.5 А GeV в периферично взаимодействие. На горната фотография се вижда началото на взаимодействието и струя с фрагменти в тесен ъглов конус. При проследяване по направлението на струята с фрагменти (долната фотография) могат да се различат 1 фрагмент C и 1 фрагмент He.

1.4. Алфа-деутронна кластеризация при фрагментация на ядрата ^6Li и ^{10}B

Уникалните свойства на ядрото ^6Li и тяхното практическо използване са добре известни [20]. Радиусът на ядрото ^6Li е сравнително голям ($r_0 \approx 1.6$ фм), което дава оценка на величината $\sigma_0(r_0) = 70$ МэВ/с. Заредените фрагменти на ядрото ^6Li могат да бъдат само изотопи на водорода и хелия (рис. 11 и рис. 12).

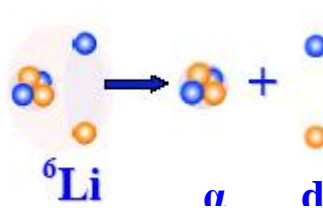


Рис. 11. Кластеризация на $^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$.

Относителното съдържание на изотопите на водорода и хелия, образуващи се при фрагментация на релятивистичните ядра, е интересно не само за ядрената физика, но и за астрофизиката и физиката на космичното лъчение. В експериментите [9-10] по изучаване на фрагментационните особености на релятивистичното ядро ^6Li във фото-емулсии, класификацията на изотопите е извършена по резултатите от измерванията на заряда на

частиците Z и величината $p\beta c$, оценена по измерванията на многократното кулоново разсейване на заредените частици във фотоемулсии.

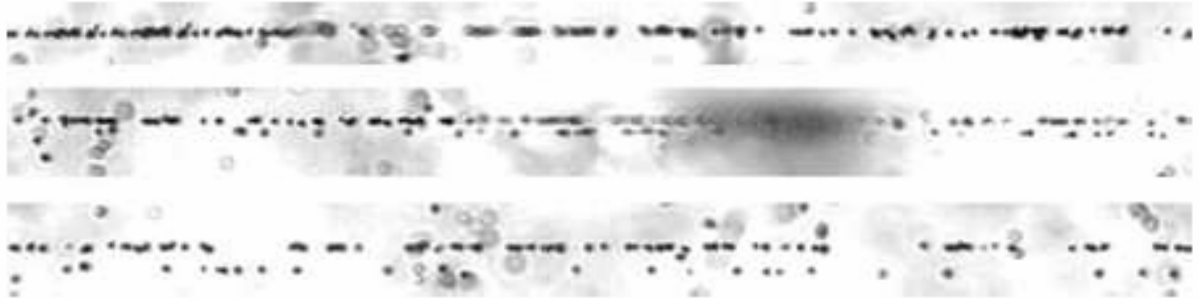


Рис. 12. Фотография на събитие с фрагментация на ядрото ${}^6\text{Li}$ с енергия 4.5 А GeV в периферичното взаимодействие на емулсионното ядро на фрагменти H и He. На горната фотография се вижда разпада на първичното ядро ${}^6\text{Li}$ на двойка фрагменти с много близки ъгли. При проследяване по направлението на струята с фрагменти (долната фотография) могат да се различат едноряден и двузряден фрагмент.

В експеримента [11] 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 $2,7 \pm 0,1$ 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. Последващият 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 сформирания 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 $\langle p_T^\alpha \rangle = 0,13 \pm 0,1$ ГзВ/с. 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 «златни» могат да се разглеждат 31 събития при кохерентна дисоциация на ядрото ${}^6\text{Li}$, които не се съпровождат от възбудени ядра-мишени. Сред 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 ${}^6\text{Li}$. Повече от това, благодарение на пълното възстановяване на кинематиката, станало възможно възстановяването на нивата при възбуждане на ядрото ${}^6\text{Li}$ 2,19, 4,31 MeV с изоспин $T=0$. Напротив, нивото 3,56 MeV, имащо изоспин $T=1$ отсъства поради из-за изоспина на системата $\alpha+d$ $T=0$.

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 [2], [3]. 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 сформирани 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 ${}^{10}\text{B}$ [13-15]. Топология с «бели» звезди е изследвана за ядрото ${}^{10}\text{B}$ при енергия 1.0 A GeV. Частта на разпада ${}^{10}\text{B}^* \rightarrow d\alpha\alpha$ сред събития със зарядовата топология $2+2+1$ съставлявала 40% (рис. 13). Приносът на канала ${}^{10}\text{B}^* \rightarrow d{}^8\text{Be}^{(*)} \rightarrow d\alpha\alpha$ е оценен като $18 \pm 3\%$. Разпадът на нестабилното ядро ${}^9\text{B}$ не е основен източник за събития с такава топология. За това свидетелствува малката вероятност на

топологията 4+1 в разпада $^{10}\text{B}^* \rightarrow \text{p}^9\text{Be}$, а също така и малкият принос на ^8Be в $^{10}\text{B} \rightarrow \text{p}^8\text{Be}$. Може да се направи извод за решаващата роля на прекия 3-частичен разпад с конфигурация на «белите» звезди 2+2+1 (рис. 14). В такъв образ топологията на разпада $^{10}\text{B}^* \rightarrow \text{d}\alpha\alpha$ проявява аналогия с разпада $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$.

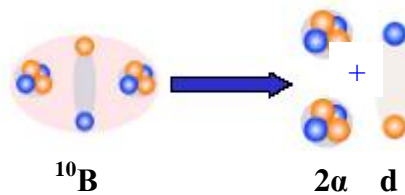


Рис. 13. Кохерентна дисоциация на $^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha + \text{d}$

Съотношението на каналите $(2\text{He} + \text{d})/(2\text{He} + \text{p}) \approx 1$ намира аналогия с фрагментацията на ядрото ^6Li , където $(\text{He} + \text{d})/(\text{He} + \text{p}) \approx 1$. Деутронната кластеризация няма съществено значение за средния напречен импулс на деутроните $\langle p_t^{\text{d}} \rangle = 0,14 \pm 0,01$ GeV/c в тези събития, както и в случая при фрагментацията на ядрото ^6Li , където $\langle p_t^{\text{d}} \rangle = 0,13 \pm 0,02$ GeV/c.

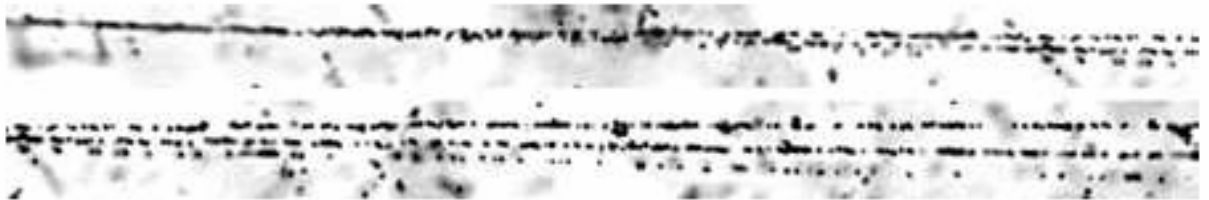


Рис. 14. Събитие с фрагментация на ядрото ^{10}B с енергия 1 A GeV на 2 фрагмента He и 1 фрагмент H.

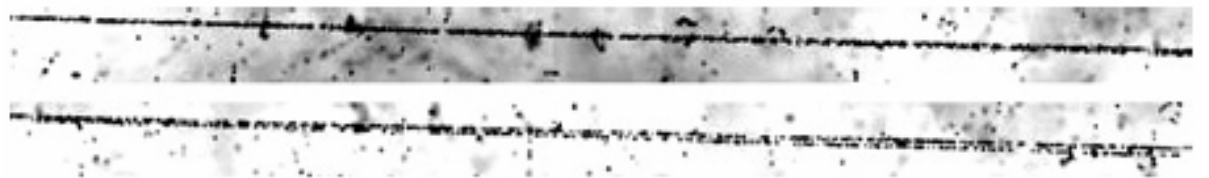


Рис. 15. Събитие с фрагментация на ядрото ^{10}B с енергия 1 A GeV на фрагменти Li (на върха) и He.

Изхождайки от това, може да се направи изводът, че емулсионната методика може да стане важен източник с достатъчно пълна информация при

кластеризационните проблеми на протонното - хало в ядрата. Информацията по ядрена фрагментация може да осигури ценни данни за свойствата на несвързани ядра от типа ${}^5\text{He}$, ${}^5\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$, явяващи се важни «посредници» в звездния нуклеосинтез.

1.5. Актуалност на изследванията на кластерните степени на свобода на ядрото ${}^{14}\text{N}$ като продължение на изследванията на съседни ядра.

Представява интерес да се изясни ролята на 3-частичния разпад, установен за ${}^{10}\text{B}^* \rightarrow d\alpha\alpha$, ${}^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$. и ${}^{16}\text{O}^* \rightarrow 4\alpha$ и да се разшири представата за кластеризация в ядра с участие на деутрони (рис. 16). Трябва да се отбележи, че деутронът, ядрата ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{14}\text{N}$, принадлежат към редкия клас нечетно – нечетни стабилни ядра. Ето защо представлява интерес да се установи наличието на деутронна кластеризация при фрагментацията на релятивистичното ядро ${}^{14}\text{N}$. За това било изпълнено облъчване на емулсия с ядра ${}^{14}\text{N}$ с енергия 2.1 А ГеВ. Основната цел се състои в изучаване на «бели» звезди ${}^{14}\text{N}$ в преден конус.

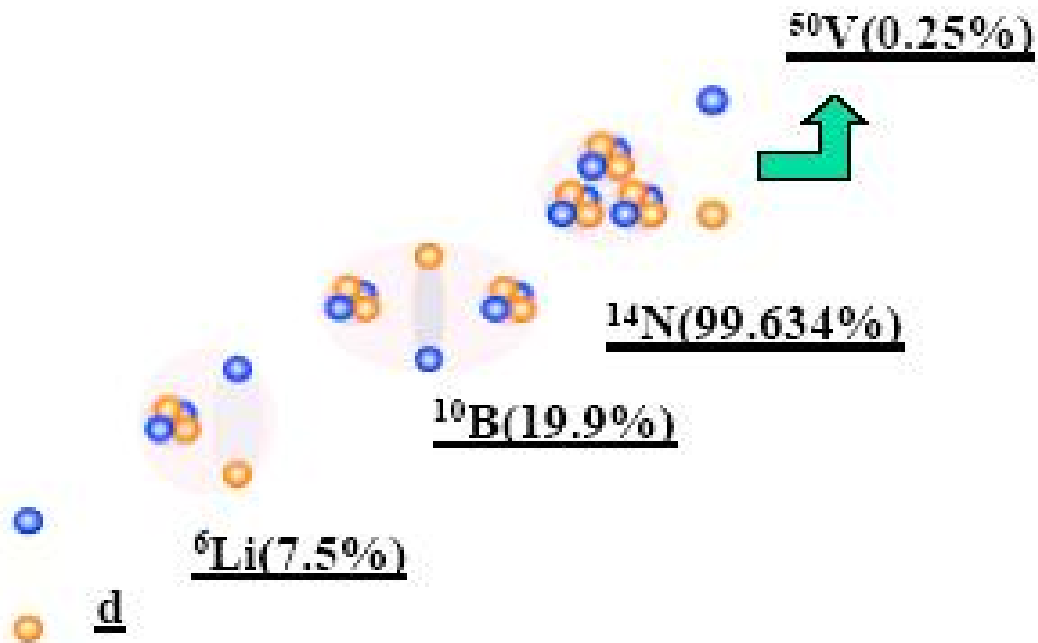


Рис. 16. Алфа-деутронна кластеризация на леки ядра.

Глава 2. Практически въпроси, свързани с използването на фотоемулсии.

2.1. Състав на емулсията БР-2 и пробези на релативистките ядра при нееластични взаимодействия.

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.

Органичната основа и светлочувствителната компонента на емулсията имат сложен химически състав. При това практически значими по концентрация са атомите: Ag, Br, H, C, N, O. Сложният състав на емулсията е сериозно затруднение за идентификацията на типа ядра-мишени при взаимодействие на частици от даден сноп. В зависимост от това, цялата съвкупност на наблюдаваните събития е прието да се разделя на:

- взаимодействия с тежки (Ag, Br) ядра със средни характеристики $\langle A \rangle_{\text{Ag,Br}} = 94$ и $\langle Z \rangle_{\text{Ag,Br}} = 41$;
- взаимодействия с леки (C, N, O) ядра със средни характеристики $\langle A \rangle_{\text{C,N,O}} = 14$ и $\langle Z \rangle_{\text{C,N,O}} = 7$;
- взаимодействия с водородни ядра (H) с характеристики $\langle A \rangle_{\text{H}} = 1$ и $\langle Z \rangle_{\text{H}} = 1$;

тяхното разделяне се провежда по общоприетите критерии (2, 3).

Една от основните използвани ядрени фотоемулсии е емулсията от типа БР-2, осигуряваща чувствителност до релативистични еднозарядни частици и даваща минимални йонизационни загуби. Основните характеристики на ядрената емулсия, използвана в нашите изследвания, са представени в табл. 1.

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

Елемент	Z	10^{22} атоми/см ³
Сребро / Ag	47	1.02
Бром / Br	35	1.01
Йод / I	53	0.006
Въглерод / C	6	1.39
Водород / H	1	3.19
Кислород / O	8	0.94
Сяр / S	16	0.014
Азот / N	14	0.32

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 В¹⁰ прави емулсията чувствителен детектор на неутрони). 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.

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.

В нашият експеримент на обща дължина от проследените следи $L=70,4$ м са регистрирани $N=540$ взаимодействия на ядрото ^{14}N с ядра на елементите, влизащи в състава на емулсията. В този начин, средният свободен пробег на ядрото ^{14}N във фотоемулсията е $\lambda_{\text{N}}= 13,04 \pm 0.56$ см. (табл. 2)

Средният свободен пробег е определен по следният начин:

$$\lambda = L / N, \quad (1)$$

$$\pm \Delta\lambda = \frac{L}{\sqrt{N}}, \quad (2)$$

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

Табл. 2. Среден свободен пробег λ за взаимодействия на ядра в ядрена фотоемулсия.

Ядро-снаряд	Импулс на нуклон, ГэВ/с	λ експериментален, см	Литература
P	4.5	30.2 ± 0.7	[28]
^2H	9.4	26.9 ± 0.6	[11]
^3He	2.67	23.7 ± 0.7	[12]
^4He	4.5	19.5 ± 0.3	[17]
^6Li	4.5	14.1 ± 0.4	[11]
^{12}C	4.5	13.7 ± 0.5	[18]
^{14}N	2.9	13.04 ± 0.6	Настояща работа
^{16}O	4.5	13.0 ± 0.5	[19]

Такава апроксимация удовлетворително описва експерименталните данни в широк интервал на масовите числа на ядрата-снаряди. На рис. 17 нагледно се вижда, че съгласно такъв модел експерименталната стойност $\lambda_N = 13,04 \pm 0,56$ см съответства на ядро с масово число $A=14$.

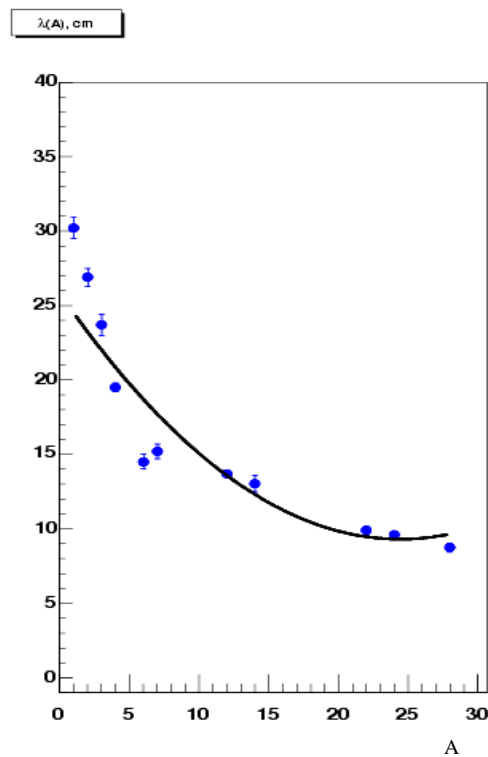


Рис. 17. Среден свободен пробег λ за нееластични взаимодействия в ядрена фотоемулсия в зависимост от масата на налитащото ядро. Кривата е апроксимация, получена на базата на геометричен модел.

2.2. Йонизационни загуби на заредените частици в емулсии и класификация на трековете.

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:

$$I = \int_0^{E_p} -\frac{dE}{dE/dx} \text{см}, \quad (3)$$

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

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

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.

Плътноста 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.

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:

релативистични или **s-частици** (йонизация $J < 1.4J_0$, където J_0 - йонизация на следите на еднорядните релативистични частици);

сиви или **g-частици** ($J \geq 1.4J_0$, остатъчен пробег ≥ 3000 мкм);

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 релативистичните 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 ($R_b \leq 3000$ мкм.). Поради високото пространствено разделение на фотоемулсията се регистрират също така ядрото при отдаване и δ -електроните.

2.3. Определяне на зарядите на релативистичните ядра в емулсията.

За определяне на заряда на многозарядните фрагменти, образуващи се при разпада на ядрото-снаряд, взаимодействащо с ядрата на фотоемулсията, е

използван метод, при който се преброяват δ -електроните (N_δ) на единица дължина от изследваната следа (обоснованието виж в [23]).

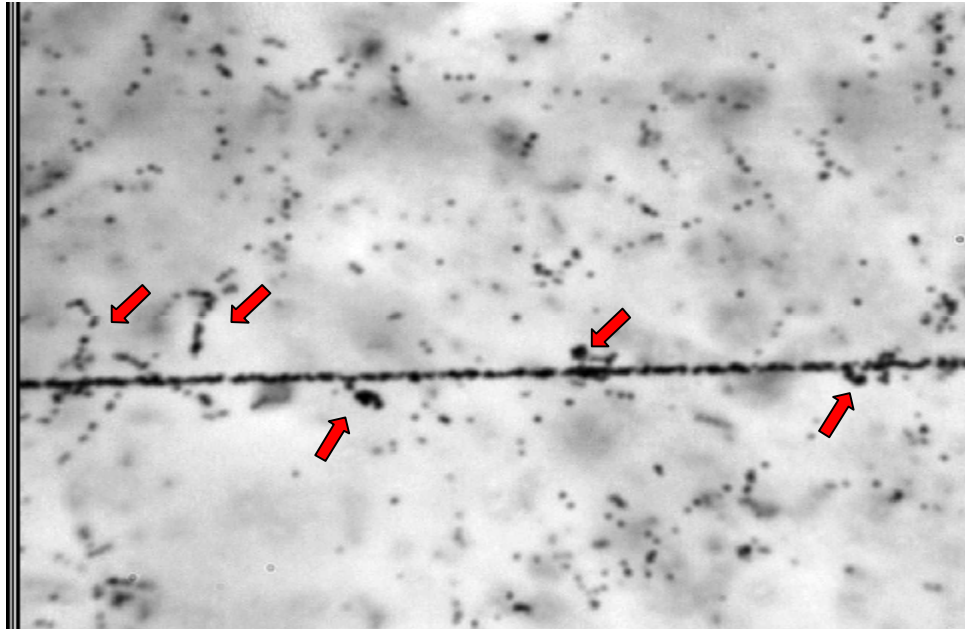


Рис. 18. Първична следа на ядрото ^{14}N . Стрелките указват местоположението на d -електроните.

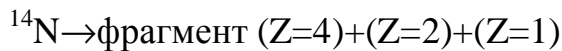
Имайки предвид възможните различия в условията на проявяване на ядрените фотоемулсии, следите, оставени от частици с една и съща стойност на заряда, могат да имат различен брой на N_δ в различните пластинки. Даже в една и съща пластинка броят на N_δ за еднакви частици, лежащи на различна дълбочина, може да се различава. Ето защо, преди определянето на зарядите на фрагментите, ние направихме съответстваща калибровка (приближение). За това преброихме N_δ на следите, оставени от частици с известен заряд. В нашия случай – това е ядрото на азота ($Z=7$), с което е облъчен пакет с фотоемулсия БР-2 и лесно се идентифицират визуално α – частиците ($Z=2$). Важно практическо удобство за събития от изучавания тип е условието за съхранение на заряда, което позволява да се отделят трековете на ^{14}N от

примеси в снопа с по-леки ядра с близко отношение на заряда към масата. Броят на δ -електроните (рис. 18) е пресмятан два пъти на част от изучавания трек с дължина 100 μm (в случай на съществени различия е пресмятан и трети път) и в качество на N_δ е взета средната стойност. Знаейки броя на N_δ за $Z=2$ и 7 , лесно се пресмятат очакваните стойности на N_δ за другите зарядови величини. Полуемпиричното съотношение: броят на δ -електроните на единица дължина (плътността на δ -електроните) – заряд може да бъде написано в следния вид:

$$N_d = aZ^2 + b, \quad (5)$$

където N_δ е броят на δ -електроните в следата на релативистичната частица на единица дължина, Z - електричният заряд на ядрото.

При наличие на някаква статистическа извадка от «бели» звезди, разпадащи се по каналите:



може да се определи броят на δ -електроните на единица дължина за различни Z , т.е.

$$N_\delta(Z_i) = \xi_i$$

Получените точки $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \dots$ ги апроксимираме с функция от типа $N_d = aZ^2 + b$, използвайки метода на най-малките квадрати (виж рис. 19).

Използвайки дадената апроксимираща крива, определяме заряда на необходимия ни фрагмент. В случай на неопределеност с идентификацията на заряда и при възможност за по нататъшно продължаване на следата, използвана при пресмятане на N_δ , дължината е увеличавана.

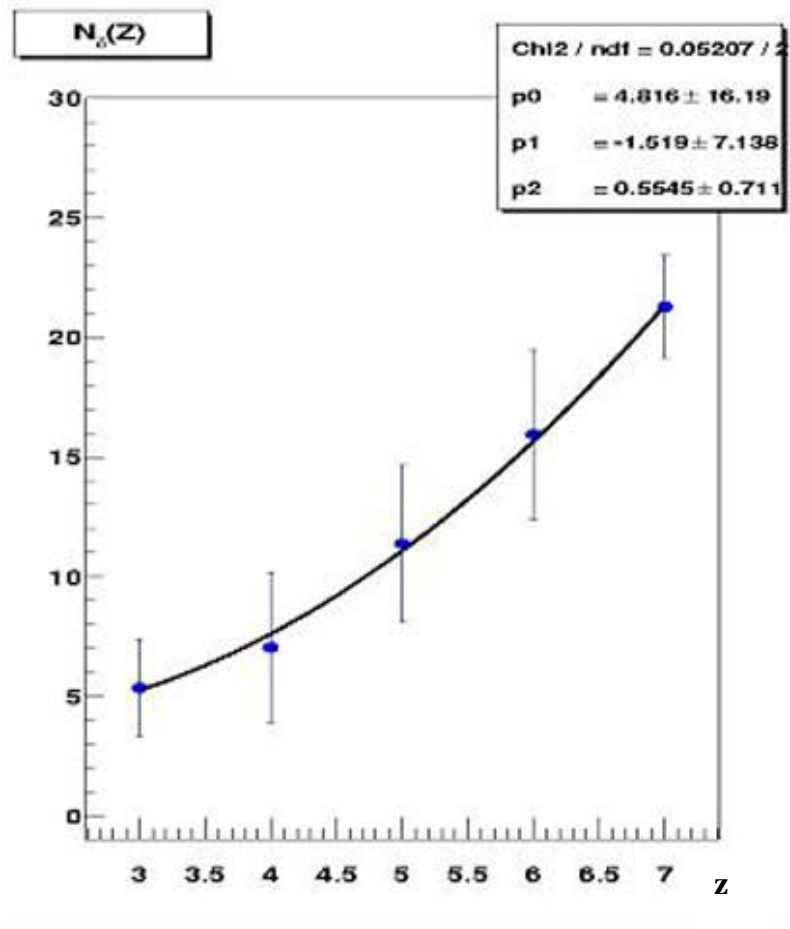


Рис. 19. Зависимост на броя на d -електроните $^{\circ} N_d$ (нормирани на единица дължина = 100 мкм) от големината на електричния заряд.

2.4. Определяне на ъгловите характеристики на първичните и вторични трекове.

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 трековете както на първичната частица, така и на генерираните вторични с висока точност $\sim 10^{-5}$ радиана. Измерванията на

Ъгловите характеристики на трековете 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) (рис. 20). 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.



Рис. 20. Външният вид на микроскопа за точни измервания KSM-1 (фирма Zeiss)

Да разгледаме координатният метод за ъгови измервания. Трябва да се отбележи, че съществуват ситуации, когато е невъзможно да се проведе ъгово 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 рис. 21.

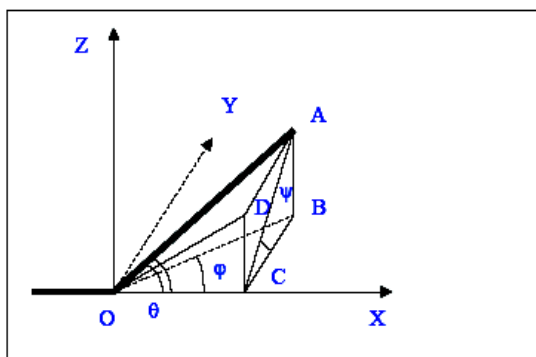


Рис. 21. Определяне на ъглите на разлитане на вторичните частици:

- 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).

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 $(0,1 - 0,2 \text{ мкм})$. 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 трека на първичната частица, така и на треките на фрагментите. В зависимост от големината на ъгъла на трека 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 трека в емулсията на основа на който се изчисляват ъглите на треките. 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 първичния трек се прави прехода в координатната система, свързана с първичната частица, по формулите (6).

$$\begin{aligned} x &= x' \cdot \cos(q^0) + y' \cdot \sin(q^0) \cdot \cos(y^0) + z' \cdot \sin(q^0) \cdot \sin(y^0) \\ y &= -x' \cdot \sin(q^0) + y' \cdot \cos(q^0) \cdot \cos(y^0) + z' \cdot \cos(q^0) \cdot \sin(y^0) \\ z &= -y' \cdot \sin(y^0) + z' \cdot \cos(y^0) \end{aligned} \quad (6)$$

Координатите с горен индекс – са в система, свързана с емулсията, а без горен индекс са в координатна система, свързана с първичната частица. По принцип (6) – 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 (7).

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}(q) &= \frac{\sqrt{z^2 + y^2}}{x}, & \cos(q) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \\ \operatorname{tg}(y) &= \frac{z}{y}, & \cos(y) &= \frac{y}{\sqrt{z^2 + y^2}} \\ \cos(j) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, & \sin(j) &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \\ \cos(a) &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + z^2}}, & \sin(a) &= \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}} \end{aligned} \quad (7)$$

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 (8) се пресмятат коефициентите Δ .

$$\Delta = \frac{h_0}{h} \quad (8)$$

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 [22, 23]. 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.

2.5. Измерване на импулсите чрез метода на многократното разсейване и изотопна идентификация на водорода (p, d и t) 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 ОХ 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 (**Голдшмидт-Клермон и др.**). 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 (**Фаулер**).

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 пресмятанията [23]. 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:

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

дават за зададена клетка t наклона на хордата (виж рис. 22).

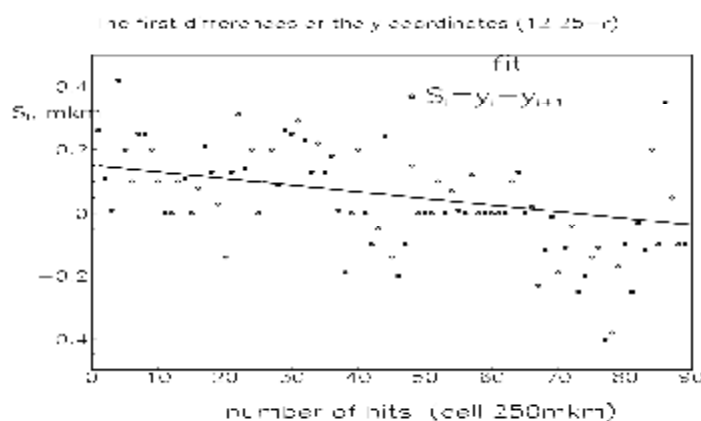


Рис. 22. Зависимост на първите разлики от броя на пресмятанията за еднозаряден фрагмент (събитие 12-25). Дължината на клетката е 250μм. Първите разлики дават наклона на хордата за зададената клетка t .

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

$$D_i = (y_{i+2} - y_{i+1}) - (y_{i+1} - y_i) = y_{i+2} - 2y_{i+1} + y_i = S_i - S_{i+1}, \quad (10)$$

които дават последователни взаимни отклонения на хордата (виж рис. 23).

Това отклонение е обратно пропорционално на импулса на частицата.

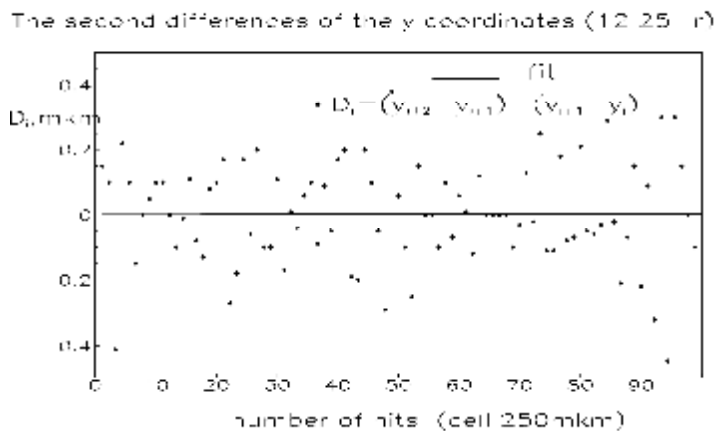


Рис. 23. Зависимост на вторите разлики от броя на пресмятанятия за еднозаряден фрагмент (събитие 12-25). Дължината на клетката е 250мкм. Вторите разлики дават последователни взаимни отклонения на хордата.

Операция “обрязване”. При определяне на средните ъгли 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 $4\langle D \rangle$. В тези случаи, когато се използва “обрязване”, средната величина $\langle D \rangle$ се определя след изключване на големите D . Друг метод, предложен от Голдзак, се състои в замяната на всички D , превишаващи $4\langle D \rangle$ и равни на $4\langle D \rangle$. В нашата работа се използва методът на “обрязване” на Голдзак.

Средната стойност от отклоненията на частицата $\langle D \rangle$ на клетки с дължина t е свързана с величината $p\beta c$ с израза (11):

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

откъдето:

$$p\beta c = (Z_f K t^{3/2}) / (573 \beta \langle D \rangle) \quad (12)$$

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

Определянето на константата при разсейване на частиците в емулсии е посветено на големи количества работи. В настоящата работа се използва

разсейващата константа, пресмятана от Воиводик и Пикап по теорията на Вилъямс и Мољер [25].

Глава 3. Облъчване на емулсия със сноп от ^{14}N и измерване на характеристиките на продуктите от реакциите .

3.1. Събиране на емулсионните слоеве в пакет и провеждане на облъчването.

Пакет със слоеве на ядрената фотоемулсия (НИИХИМФОТОПРОЕКТ тип БР-2) е облъчена с първичен сноп от ядра ^{14}N с импулс 2.9 А GeV/c , експонирани на Нуклотрона в ЛВЕ ОИЯИ (рис. 24), г.Дубна 15. 06. 2003г. Сформиран е сноп, съответстващ на профила на пакета с достатъчно равномерно разпределение. Размерът на снопа е контролиран от пропорционални камери, а пълният поток – от мониторинг брояч.

Фотоемулсионните слоеве имат размер $10 \times 20 \text{ cm}^2$, дебелината на всеки е от порядъка на 600мкм. При облъчването снопът е насочен паралелно към плоскостта на емулсията по нейната дълга страна (рис. 25 и рис. 26).

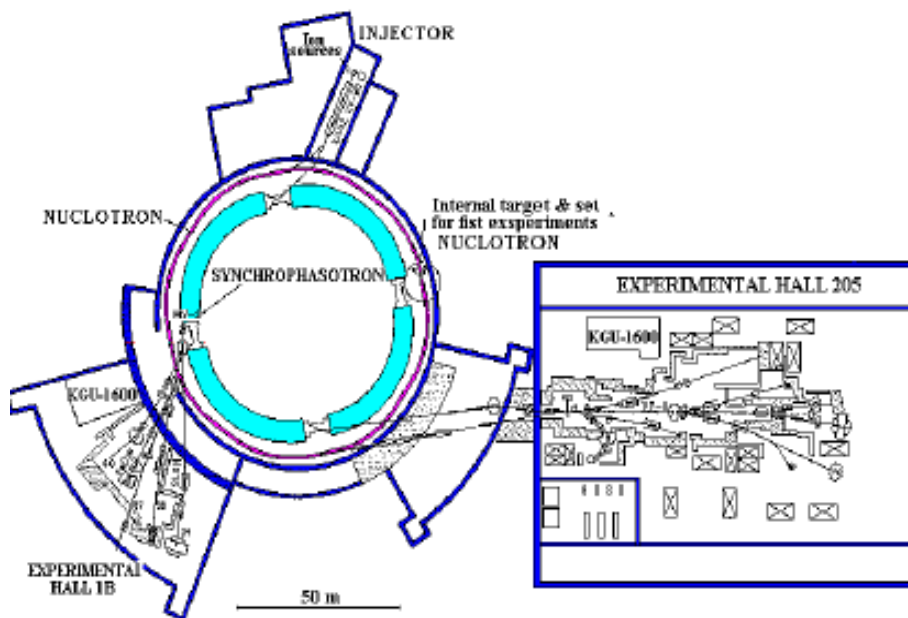


Рис. 24. Схема на ускорителния комплекс, намиращ се в Лабораторията по високи енергии в ОИЯИ Дубна.

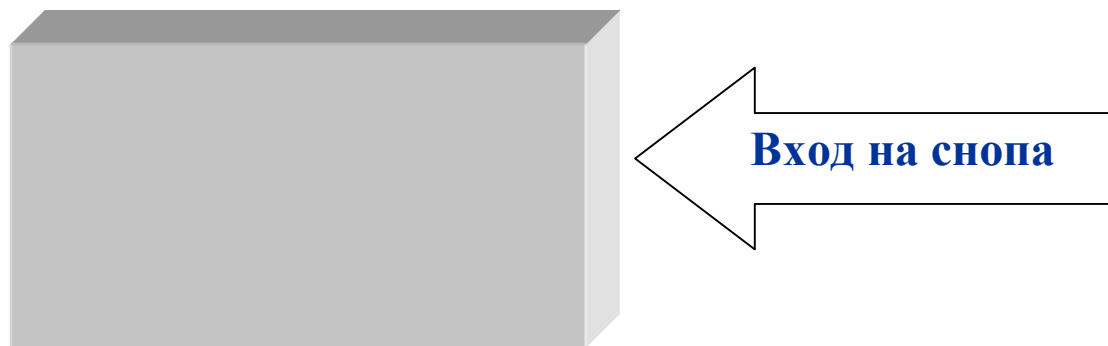


Рис. 25. Положение на касетата по време на облъчването (изглед отгоре). Разположение на слоевете: номерацията в даденото положение е отгоре на долу по посока на снопа, т.е. преходите на следите отиващи към повърхността в пластинка X , трябва да се искат в стъклото на пластинка $X-1$ и следите отиващи в стъклото трябва да се искат на повърхността в пластинка $X+1$.

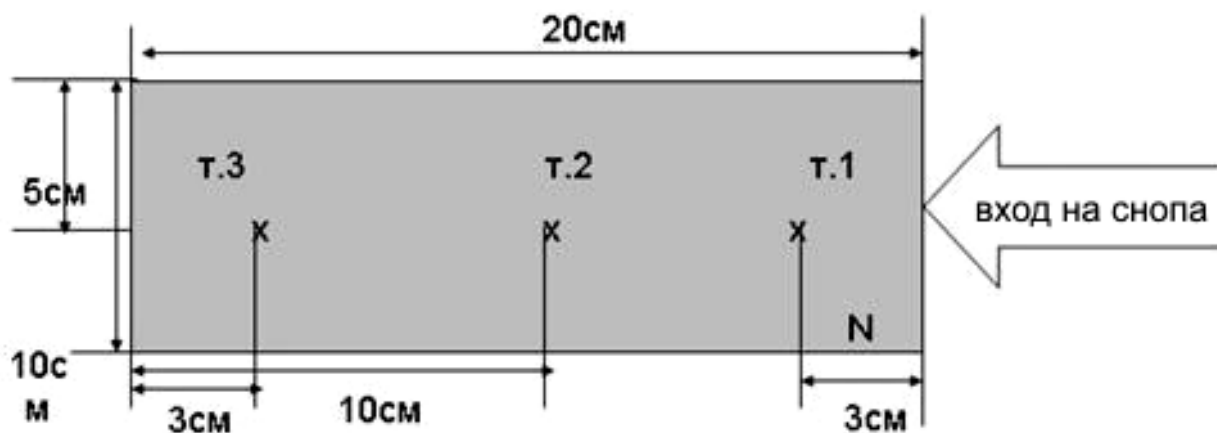


Рис. 26. Представено е схематично изображение на емулсионния слой, където N е номерът на пластинката, $t.1$, $t.2$, $t.3$ – са точките, в които се измерва дебелината на емулсията до и след химичното проявяване. Ширината на емулсията е 10 см., дължина – 20 см., дебелина \gg 600 мкм.

3.2. Търсене на събитията по следата и описание на намерените събития.

При разглеждане на фотоемулсията е използван методът наблюдение по следата. 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. Този метод позволява ефективно да се откриват ядрени взаимодействия,

които трудно се намират при проследяването по площ. С такъв метод се получава пълен набор от взаимодействия без дискриминация. Освен това, той позволява да се определи сечението и относителните вероятности на различните родове взаимодействия.

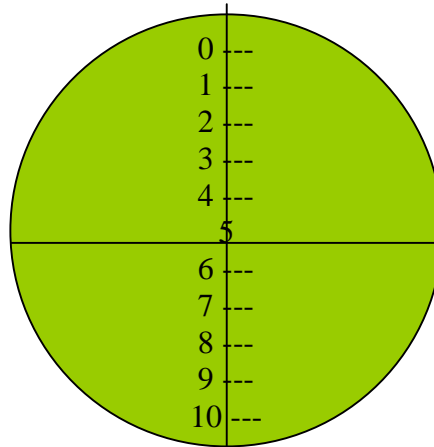
Преглеждане на слоевете с цел да се търсят ядрени взаимодействия по пътя на проследяване по следата е извършено на микроскоп от типа МБИ-9 при увеличение 60×15 (рис. 27). Следва да се отбележи, че скоростта за проследяване по следата зависи от ъгъла на наклона на следата към плоскостта на слоя и от ъгълът на снопа.



Рис. 27. Външен вид на проследяващия микроскоп МБИ-9.

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 окулярна скала.



На проследена дължина 7041,037 см са намерени 540 взаимодействия, в същото число и 25 «бели» звезди, което съставлява 4.6%. В такъв образ, средният свободен пробег за събитията от типа «бяла» звезда е равен на $(281,6 \pm 56.3)$ см. Тяхното разпределение по зарядова топология е представено в табл. 3. Методиката за определяне на заряда е представена в глава 2.

Табл. 3. Разпределение по зарядова топология на «бели» звезди при дисоциация на ядрата ^{14}N с енергия 2.1A GeV

Заряд на фрагмента, Z						Дял на събитията, (%)
6	5	4	3	2	1	
-	-	-	-	3	1	10 (40%)
-	-	-	-	2	3	1 (4%)
-	-	-	1	-	4	1 (4%)
-	-	-	1	1	2	1 (4%)
-	-	1	-	1	1	1 (4%)
-	1	-	-	-	2	2 (8%)
-	1	-	-	1	-	3 (12%)
1	-	-	-	-	1	6 (24%)
						25 (100%)

Анализът на таблица 3 показва водещата роля на зарядовата конфигурация 2+2+2+1, свързана с разпада по канала $^{14}\text{N} \rightarrow \text{d}\alpha\alpha\alpha$. Освен това, се проявява заметната роля на конфигурацията 6+1, аналогично с отделянето на фрагменти с $Z = 1$ при дисоциация на по-тежки симетрични ядра.

3.3. Ъглови разпределения на продуктите при фрагментация на ядрото-снаряд в «бели» звезди.

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

$$\langle \theta_{\text{фр.}} \rangle \approx \langle \sin \theta_{\text{фр.}} \rangle = p/p_0, \quad (13)$$

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 2.9 A ГэВ/с и при Ферми-импулс равен на 200 MeV/с получаваме:

$$\langle \theta_{\text{фр.}} \rangle = 0.2/2.9 = 0.069 = 3.95^\circ.$$

Значителен интерес представляват ъгловите разпределения на фрагментите на ядрото-снаряд с различни заряди, доколкото тези разпределения и техните характеристики (средни значения, стандарти и т.н.) са чувствителни от гледна точка на различните теоретични модели.

Анализ на експерименталните данни за ъгловите разпределения.

На рис. 28 са представени разпределения по полярния ъгъл на фрагментите на ядрото-снаряд в «бели» $^{14}\text{N}+\text{Em}$ взаимодействия с заряди $Z_{\text{фр}} = 1$ (a), $Z_{\text{фр}} = 2$ (b) и $Z_{\text{фр}} \geq 3$ (c). Както се вижда от тази рисунка, ъгловите разпределения на фрагментите имат ярко изразен пик в областите на малките стойности с последващ спад при увеличение на ъглите. Положението на този пик се помества към по-малките значения при увеличаване на заряда на фрагмента, а така също и средната стойност на ъгъла на излитане на фрагмента, което се вижда от табл.4. Представената грешка е само статистическа.

Табл.4. Основни характеристики на фрагментите на ядрото-снаряд от «бели» $^{14}\text{N}+\text{Et}$ взаимодействия (25 събития).

$Z_{\text{фр}}$	$N_{\text{фр}}$	$\langle\theta^{\circ}\text{фр}\rangle$
1	30	2.10 ± 0.38
2	37	0.93 ± 0.15
3	2	0.51 ± 0.36
4	1	0.66 ± 0.66
5	5	0.54 ± 0.26
6	6	0.21 ± 0.09

Всички представени ъгли в таблицата са получени в координатна система, свързана с първичната частица. Знаейки ъглите на излитане на фрагментите на налитащото ядро, а също така тяхното идентифициране по заряд и маса, могат да се възстановят всички параметри на събитието: да се получи пространствена картина на събитието, да се пресметне предавания напречен импулс (p_t), двойните ъгли на фрагментите, ефективната инвариантна маса на частиците, променливата b_{ik} .

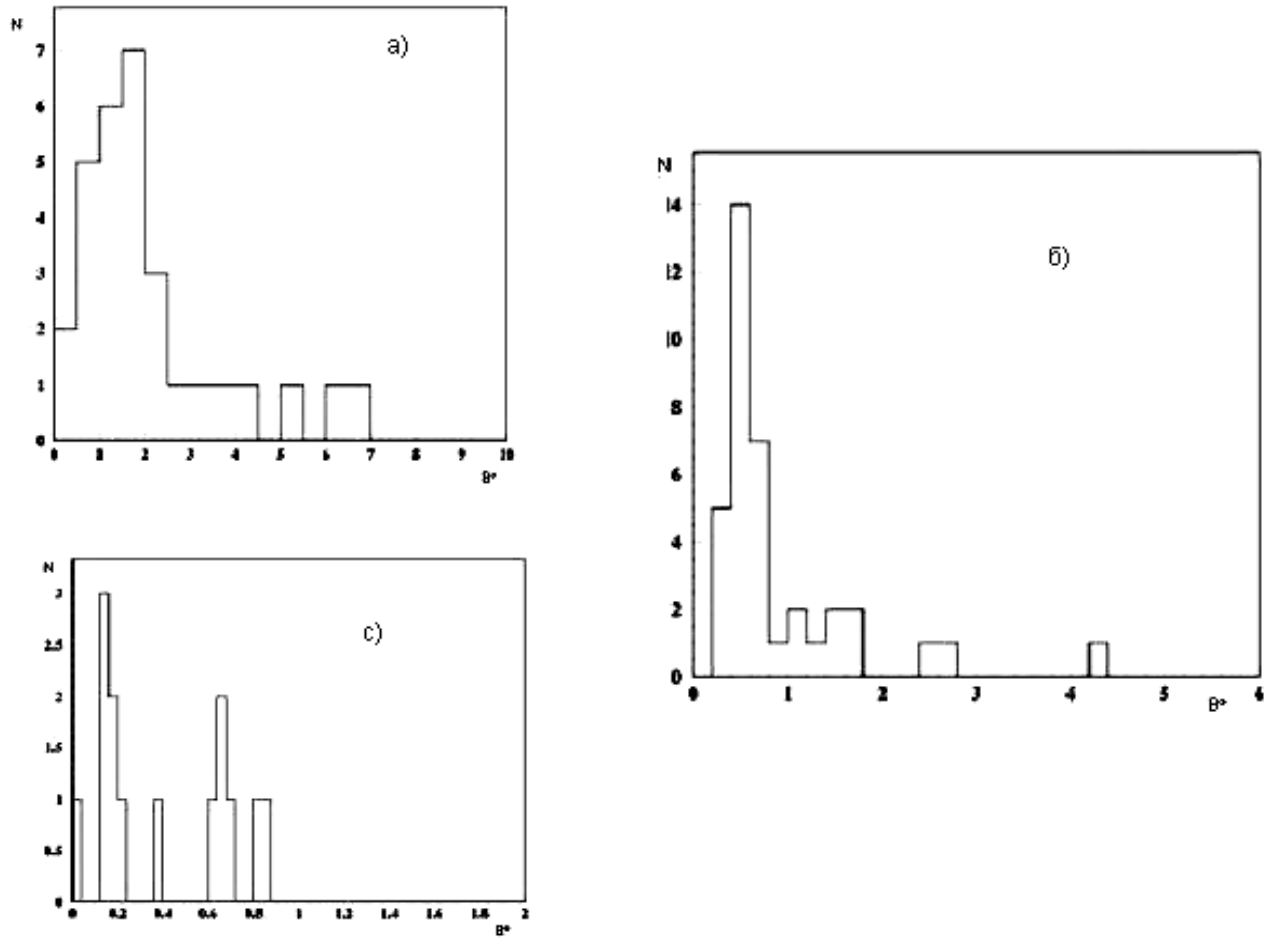


Рис. 28. Разпределение по полярен ъгъл (θ) в «бели» $^{14}\text{N}+\text{Et}$ взаимодействия:
 а) фрагменти на ядрото-снаряд с $Z=1$;
 б) фрагменти на ядрото-снаряд с $Z=2$;
 в) фрагменти на ядрото-снаряд с $Z>2$.

3.4. Получаване на импулсен спектър за еднорядни релятивистични фрагменти и съотношение от изхода на протони и деутрони в «бели» звезди

В настоящата работа изотопната класификация е направена по резултатите, получени от измеренията на заряда на частицата Z и величината $p\beta c$. В основата на класификацията лежат следните съображения:

- 1) зарядът на частица с $Z=1$ се определя със 100% вероятност;
- 2) фрагментът на налитащото ядро-снаряд съхранява стойността на първичния импулс на нуклон, в нашия случай $P_0 = 2.9 \text{ GeV}/c$.

Съвкупността от всички фрагменти във всяко отделно събитие характеризира канал при фрагментацията на ядрото-снаряд и представлява топологична формула на това събитие. Каналите при фрагментация на ядрата ^{14}N и изотопният състав на фрагментите на ядрото-снаряд с $Z=1$ са представени в таблица 5:

Таблица 5 Изотопен състав на еднорядните фрагменти на ядрото ^{14}N

Фрагментационни канали	Брой събития	Идентификация на еднорядните фрагменти	
		протон	деутрон
$3*(Z_{fr}=2)+1*(Z_{fr}=1)$	9	6	3
$1*(Z_{fr}=6)+1*(Z_{fr}=1)$	5	3	2
$1*(Z_{fr}=3)+4*(Z_{fr}=1)$	1	3	1
$1*(Z_{fr}=3)+1*(Z_{fr}=2)+2*(Z_{fr}=1)$	1	1	1
$2*(Z_{fr}=2)+3*(Z_{fr}=1)$	1	2	1
$1*(Z_{fr}=5)+2*(Z_{fr}=1)$	1	2	---

За фрагменти с еднаква скорост и еднакви заряди разпределението по величината $p\beta c$ трябва да представлява супер позиция от няколко нормални разпределения. Измерените стойности на импулсите на еднорядните фрагменти в областта от $1.5 \text{ GeV}/c$ до $8 \text{ GeV}/c$ удовлетворително се апроксимират със сумата от два гаусиана. Максимумите на апроксимираните

разпределения са разположени при стойности на $p\beta c$, равни на 2.6 GeV/c и 5.6 GeV/c и съответстват на изотопите ^1H и ^2H , погледни рисунка 29.

Полученият процент деутрони в нашия експеримент съставлява 32% от всички еднозарядни фрагменти. В работата при изучаването на фрагментациите на релятивистичните ядра ^6Li [11], е изпълнен аналогичният метод, частта на деутроните съставлява 43% от общия брой еднозарядни фрагменти. Освен това, в експеримента с ядрата ^6Li било получено, че частта на фрагментите ^3H съставлява 13%. Отсъствието на еднозарядни фрагменти ^3H в нашия експеримент може да се оцени и като резултат от недостатъчната статистическа извадка, и като интересен физичен резултат.

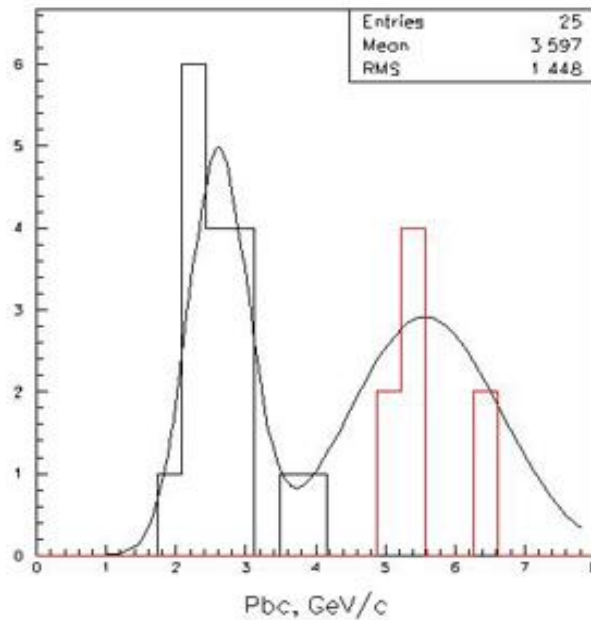


Рис. 29. Разделяне по еднозарядни фрагменти чрез измерване на $p\beta c$.

Глава 4. Анализ на корелационните характеристики и обсъждане на резултатите

4.1. Спектри по напречен импулс на фрагментите на ядрото-снаряд и тяхното сравнение за различните ядра.

В настоящата работа се разглеждат само събития от типа «бяла» звезда, които и ще бъдат по нататък изследвани. Определянето на класа събития от типа «бяла» звезда е описано в глава № 1 на настоящата работа.

Напречните импулси на фрагментите p_t^A са изчислявани по формулата:

$$p_t^A = p_0 A \sin \theta, \quad (14)$$

където p_0 – импулсът на нуклон на ядрото–снаряд, A – масовото число на фрагмента и θ – измереният полярен ъгъл на изпускане на фрагмента. Средните стойности на напречните импулси $\langle p_t^A \rangle$ на фрагментите при ^{14}N – взаимодействия са представени в табл. 6.

Таблица 6. Средни напречни импулси на ядрените фрагменти в MeV/c

Ядро - снаряд	^1H	^2H
^4He	86 ± 3	142 ± 7
^6Li	97 ± 10	153 ± 5
^{12}C	112 ± 2	203 ± 10
^{14}N	86 ± 25	223 ± 55

В тази таблица са представени и експерименталните стойности на средните напречни импулси на еднорядни фрагменти на по-леките ядра-

снаряди ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$. За съжаление, голямата грешка за данните по ${}^{14}\text{N}$, не позволява да се направи изводът за това дали продължава нарастването на $\langle p_t^A \rangle$ с увеличаването на масата на ядрото-снаряд или започва изход на тази зависимост.

На следващата рисунка са представени разпределения по напречен импулс за еднорядни фрагменти от взаимодействия на ${}^{14}\text{N}$. От имащите 18 събития с 25 еднорядни фрагменти: 17 са идентифицирани като протон и 8 – като деутрон. Величината на средния напречен импулс за протони е равна на $p_t = (86 \pm 25)\text{MeV}/c$, а за деутрони – $p_t = (223 \pm 55)\text{MeV}/c$.

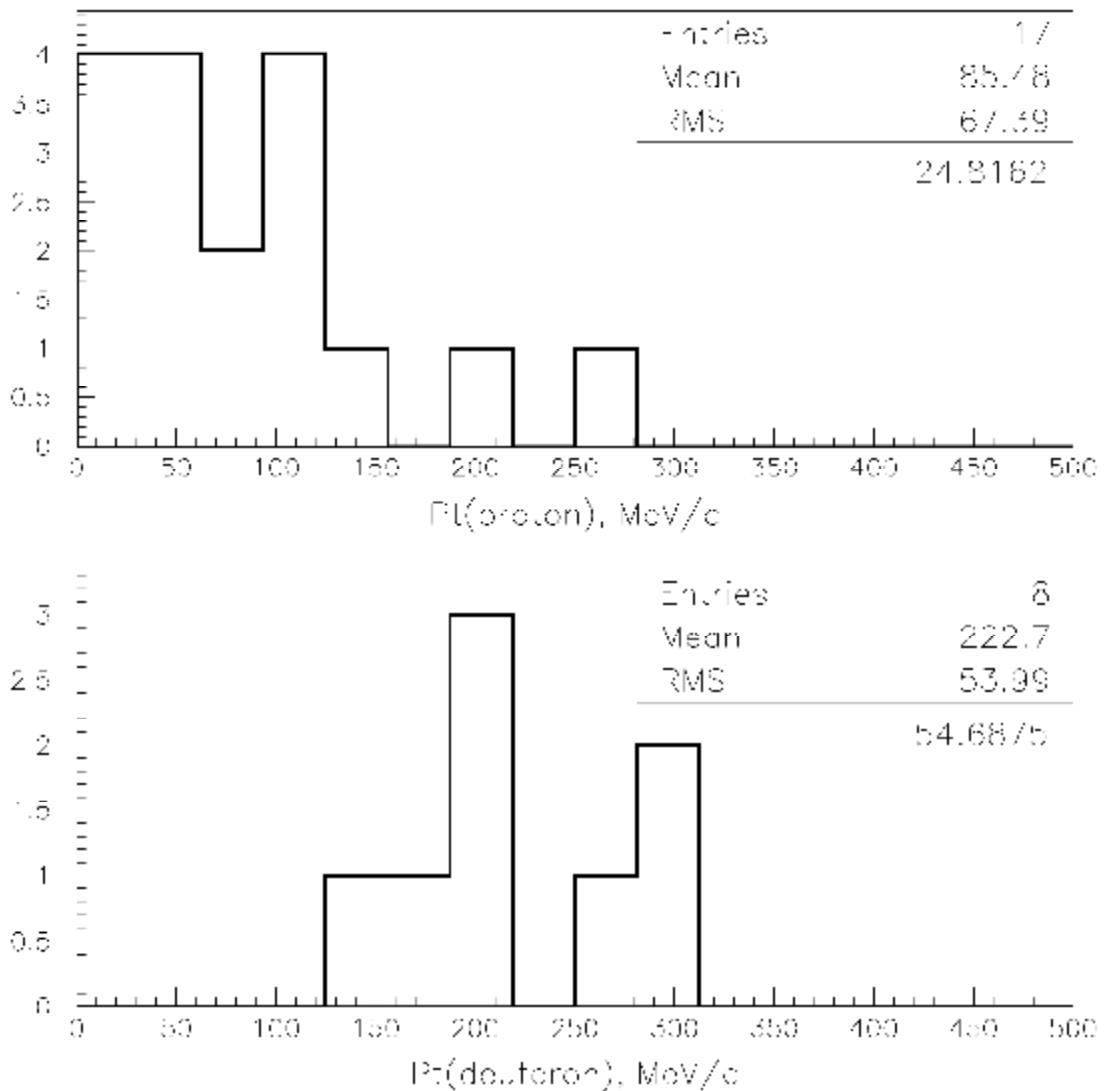


Рис. 30. Разпределение по напречен импулс на еднорядни фрагменти на ${}^{14}\text{N}$.

На долната рисунка са представени разпределенията по напречен импулс за α -частица (а) и система от 3α -частици (б) при разпада по канала $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{пр}$ с $Z=1..$

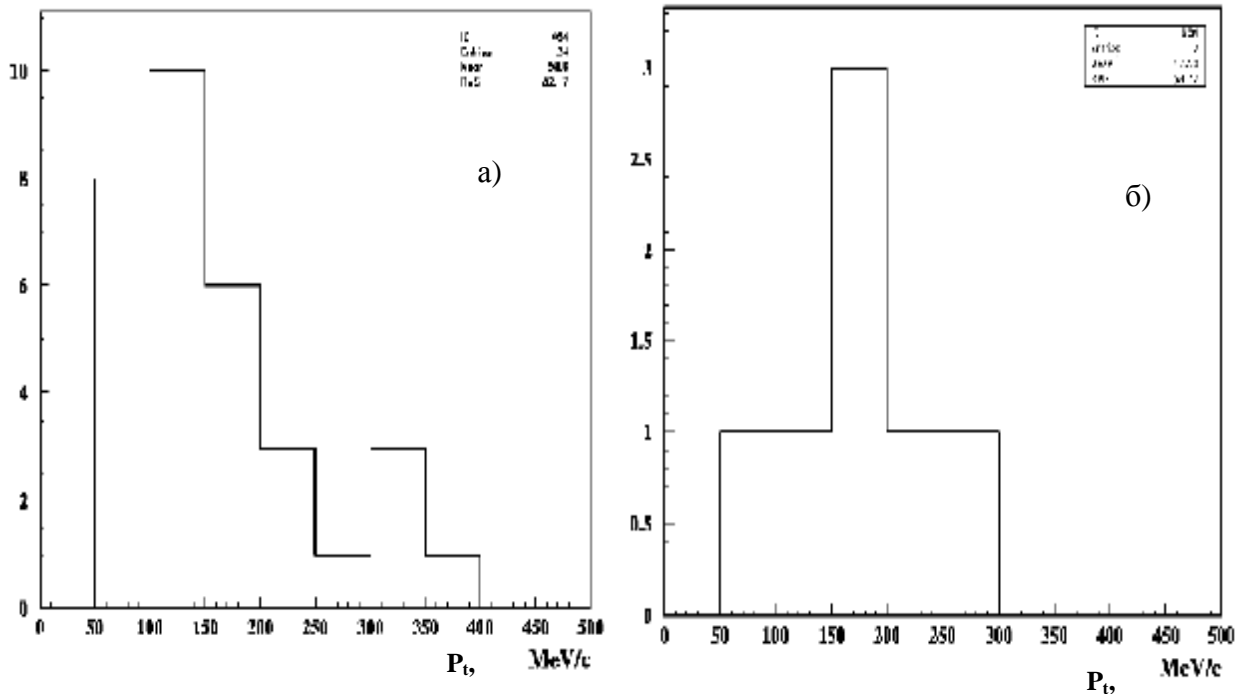


Рис. 31. Разпределения по напречен импулс за ^4He и система от 3^4He

За системата от три 3α - частици величината среден напречен импулс е пресмятана по формулата:

$$\begin{aligned}
 p_z &= \sum_i p_z \\
 p_y &= \sum_i p_y \\
 p_t &= \sqrt{p_z^2 + p_y^2}
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

Получените средни стойности за напречните импулси съответно са равни на $(p_t)^\alpha = (158.8 \pm 27.4) \text{ MeV/c}$ и $(p_t)^{3\alpha} = (177.0 \pm 68.1) \text{ MeV/c}$. Въпреки

че техните средни стойности са, приблизително, еднакви, то разпределенията им се различават съществено: ако разпределението за α -частиците бързо спада при увеличаването на p_t , то разпределението по p_t за система от 3α е симетрично относно средната стойност.

4.2. Представяне на данни чрез релативистичната-инвариантна променлива b_{ik} .

Детайлно се изучават системи с релативистични ядрени фрагменти, формиращи се при дисоциационни процеси на ядра с енергии над 1А GeV, осигуряват качествено нова степен при разбирането на структурата на разпада на фрагменти във възбудени ядра. Фрагментацията довежда до образуването на струя с фрагменти с 4-мерни скорости, определяеми в областта на инвариантната променлива (квадратната разлика на 4-мерните скорости)

$$b_{ik}=(P_i/m_i-P_k/m_k)^2, \quad (16)$$

където P и m са 4-импулси и маси на i и k фрагменти, съсредоточени в интервала $10^{-4} < b_{ik} < 10^{-2}$. По класификация, въведена в работа [26], долната граница съответства при разпада на ядрото ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ с рекордно ниска енергия на разпад (92 КeВ), а горната – на нерелативистични процеси в ядрената физика. Тези процеси протичат на равнище ядро-ядрени взаимодействия без включване на мезонните степени на свобода. Представянето на данните с помощта на релативистичната-инвариантна променлива b_{ik} позволява в единен вид да се свържат данните, получени при множествена фрагментация на ядрата-мишени и релативистичното ядро-снаряд. За илюстрация на събитие от този клас на рис.5 е представено събитие с дисоциация на релативистичното ядро ${}^{14}\text{N}$ с предаване на енергия

близка до границата на реакцията и без видимо възбуждане на ядрата-мишени или раждане на мезони.

Водещата роля на канала $2+2+2+1$ при фрагментация на ядрата ^{14}N показва перспективността на изследването на системи от 3α частици в диапазон $b_{ik} < 10^{-2}$. Ще илюстрираме това на няколко събития, за които вече са извършени ъглови измервания. Разпределението по променливата b_{ik} (рис. 32) за «бели» звезди на ^{14}N има същият характер, както и за събития на $^{22}\text{Ne} \rightarrow n\alpha$. По нататъшното увеличаване на статистиката може да позволи по-детайлна степенна универсалност на това разпределение.

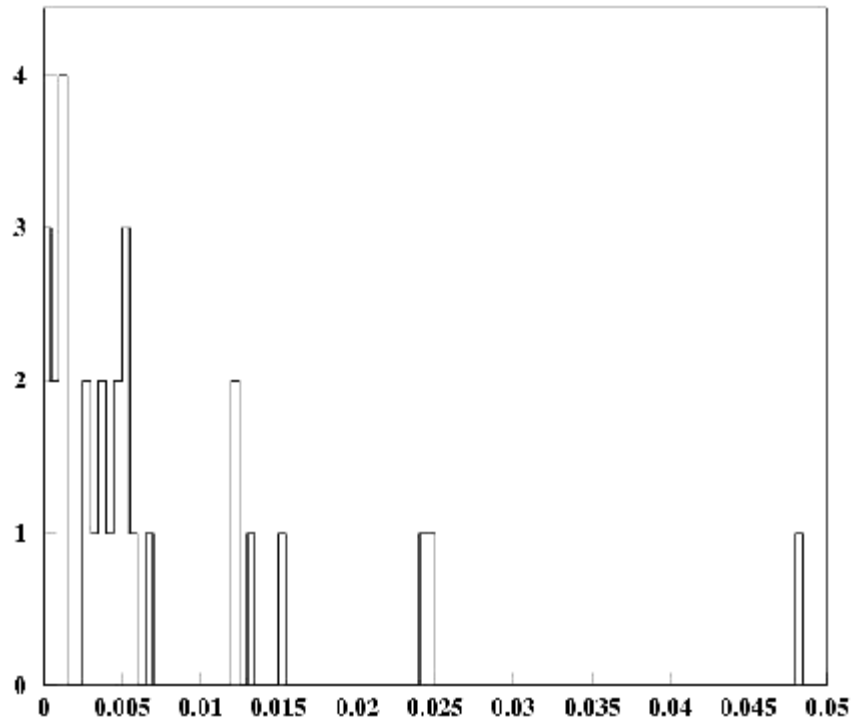


Рис. 32. Разпределение по променливата b_{ik} за фрагментационния канал на $^{14}\text{N} @ 3\alpha$ при енергия 2.1 А GeV.

4.3. Спектър на инвариантните маси на групи с фрагменти от 3 алфа частици

Тясно свързани с променливата b_{ik} се явява инвариантната маса на система от фрагменти

$$M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum (P_i P_k) \quad (17)$$

и енергията на възбуждане $Q = M^* - M$, където M – е масата на ядрото в основно състояние, съответстващо по заряд и тегло на анализирания система.

За оценка на енергетичния мащаб на рис. 33 е представено разпределение по инвариантна енергия на възбуждане, нормирано към броя на нуклоните $(M_{3\alpha}^* - 3m_\alpha)/4n_\alpha$. Както и в случая на «белите» звезди на ^{22}Ne , има указание за концентрацията на събития в области с много малки енергии. Вариант на разпределение, в който за оценките на енергиите се използва масата на ядрото ^{12}C , т. е. $M_{3\alpha}^* - m_{\text{C}}$, е представен на рис. 34. Интересното е, че събитията се концентрират в района на групата на нивото на ядрото ^{12}C 10-14 MeV. Възможно е, наблюдаваните събития да позволят да се достигне до едно по-дълбоко разбиране на природата за възбудените състояния. Тези предварителни наблюдения служат като сериозна мотивация за по нататъшното увеличаване на статистическата извадка и за детайлни измерения.

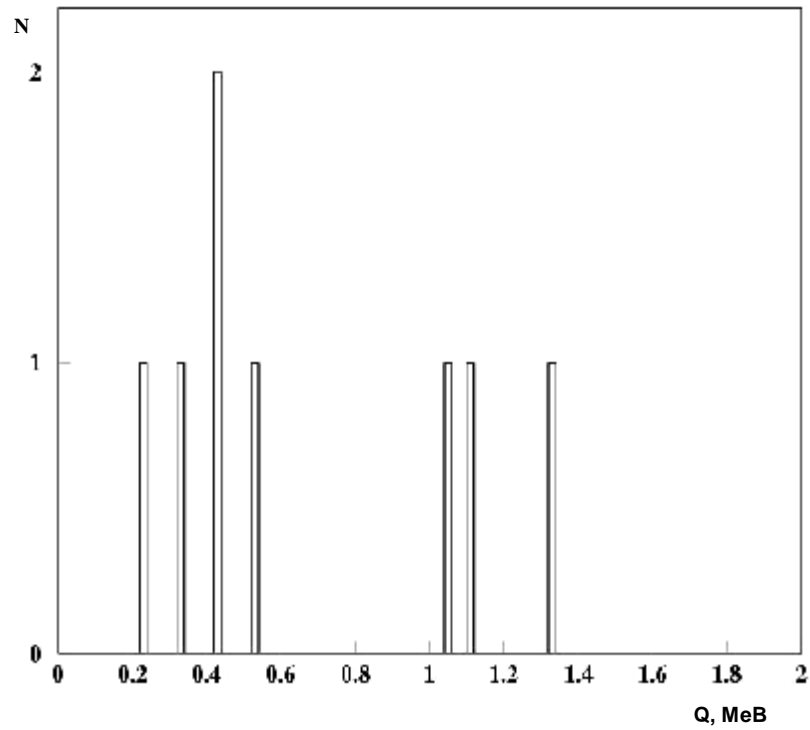


Рис. 33. Разпределение по инвариантната енергия на възбуждане за канала $^{14}\text{N}@3\text{a}$ при енергия 2.1 А GeV, нормирано на броя на нуклоните.

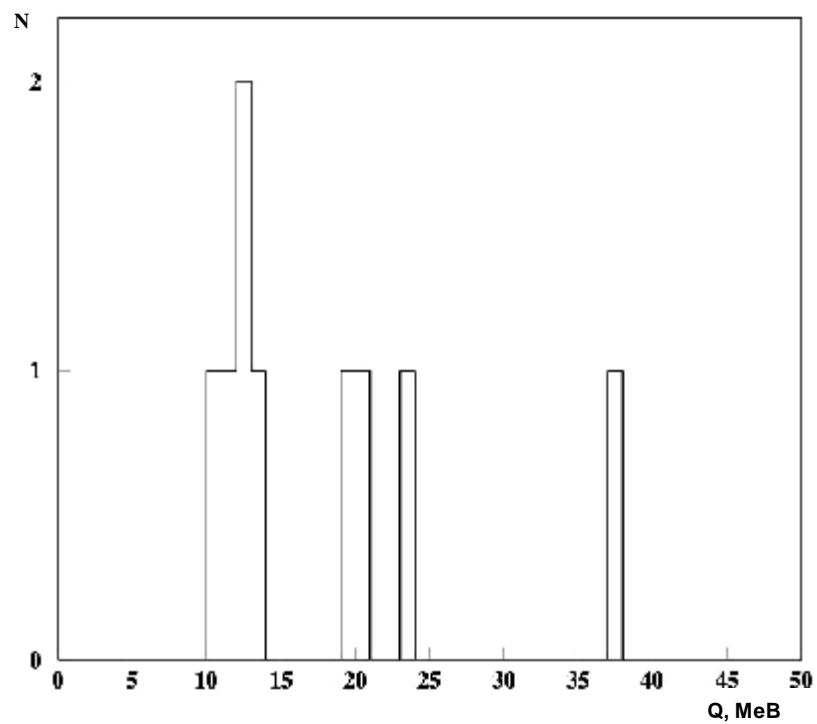


Рис. 34. Разпределение по инвариантна енергия на възбуждане за канала $^{14}\text{N}@3\text{a}$ при енергия 2.1 А GeV относно основното състояние на ядрото ^{12}C .

4.4. Предварителни физични изводи и перспектива за изследвания с богати статистически извадки.

Методът на ядрените емулсии е най-адекватен за изучаването на множествени фрагментации на релятивистични ядра до пълен разпад на еднорядните фрагменти (виж [27] и връзките в нея). Независимо от неговите ограничения при определяне на компонентите на 4-импулси на фрагментите. Първо, това е ограничената възможност за определяне на величината пространствен импулс на нуклон на фрагмента. Като правило, тя се предполага, че е равна с точност до няколко проценти от стойността на първичното ядро, което е едно напълно приемливо приближение. Второ, идентификацията по маса е възможна само за релятивистични изотопи на водорода и с големи трудности за изотопи на хелия. Ето защо, за маса на двузрядните фрагменти се приема масата на α частицата, което е добро приближение при избора на фрагментите на стабилните ядра в тесен фрагментационен конус. Решаваща роля в оценката на b_{ik} , M и Q играе скаларното произведение на единичните вектори, определящи направлението на излитане на фрагментите. По такъв начин, благодарение на рекордната пространствена разделителна способност, методът на ядрените емулсии може да даде уникални сведения за характеристиките на тесни струи от фрагменти с $Z=1,2$ при пълна дисоциация на ядрата.

Инвариантният подход обаче оставя за експеримента избор на оптимална стратегия, която отчита постановката на задачите, свойствата на изследваното ядро и ограниченията на реалните измервания. Новите данни за ядрата ^{14}N при 2.1 А GeV , получени въз основа на неголяма част от обработения след облъчването материал, позволяват само да се получи указание за перспективността на този подход при бъдещия анализ. Значителният разброс в първичните енергии при изследването на ядрата се определя от практическите обстоятелства при облъчването на емулсията.

Представянето на данните в инвариантен вид позволява да се заобиколи тази трудност при тяхното сравнение.

Важен факт е отсъствието на разпад с по-ниско ниво от 7.65 MeV, получено по канала $^{12}\text{C}^* \rightarrow \alpha \text{}^8\text{Be}$. Този канал би трябвало да се проявява при генерацията на събития с 3α частици, две от които имат малък ъгъл на разлитане – около $5 \cdot 10^{-3}$ радиана при дадена енергия. Това обстоятелство прави актуално търсенето на надежден метод за идентификация при разпад на релативистичните ядра ^8Be в най-прости условия.

Релативистичната фрагментация на ядрото ^9Be е привлекателен източник за генерация на ядрото ^8Be , тъй като енергийния праг на разделяне на нейтрона от ^8Be е 1.7 MeV. Оценката на вероятността за образуване на ядрото ^8Be ще позволи да се изясни ролята на тази ядрена структура като основа в ^9Be . Освен това, би могло да бъде оценено съотношението между канала на възбуждане на $n^8\text{Be}$ и 3-частичния $n\alpha$, което е много важно за определянето на сценариите при фрагментацията на по-тежки ядра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работата е използван методът на ядрените емулсии за изследване на релативистичните ядра ^{14}N при фрагментация.

В процеса на това изследване са усвоени основни възможности на този метод при използването му при релативистични фрагментации:

- определяне на зарядите на първичните и вторични следи;
- определяне на ъгловите характеристики на следите;
- измерване на импулсите чрез метода на многократното разсейване;
- идентификация на вторичните следи от релативистичните ядра водород и хелий.

В работата е даден кратък обзор на експериментално наблюдаваните процеси при мултифрагментация на леки релативистични ядра, получени с помощта на емулсията и е обоснована актуалността на изследваните азотни ядра.

В мултифрагментационните процеси на ядрата ^{14}N са определени особеностите при образуването на системи от леките ядра α , p и d . Отбрани са събития от типа «бяла» звезда, които съдържат само фрагментационни следи на релативистичното ядро и не съдържат нито следи на новородени частици, нито фрагментационни следи на ядрата-мишени. За тези събития е установена топологията при мултифрагментация. Показана е водещата роля на многочастичните конфигурации.

Използването на този метод при изучаване на изотопния състав на фрагментите на ядрото-снаряд ^{14}N в събития от типа «бяла» звезда показва, че отношението на протоните към деутроните е около 2:1, показващо отслабване на ролята на деутроните в сравнение с фрагментациите на ядрата ^6Li и ^{10}B .

Показано е, че ъгловите разпределения на фрагментите имат силно изразен пик в областта на малките стойности с последващ спад при увеличаването на ъглите. Положението на този пик се премества към малките стойности на ъглите и при увеличаването на заряда на фрагмента. Съответно, и средните стойности на ъглите на излитане на фрагментите намаляват при увеличаването на заряда на фрагмента.

Получените средни стойности на напречните импулси за ${}^4\text{He}$ и система от $3{}^4\text{He}$, са примерно еднакви - $p_t^\alpha = (158.8 \pm 27.4)\text{MeV}/c$ и $p_t^{3\alpha} = (177.0 \pm 68.1)\text{MeV}/c$. Но техните разпределения се различават съществено: ако разпределението за α -частиците бързо пада при увеличаването на p_t , то разпределението по p_t за системи от 3α е симетрично относно средната стойност.

Направен е анализ на събития с 3 алфа частици чрез инвариантните променливи b_{ik} и m_{ik} . Това позволява в единен вид да се свържат данните от множествени фрагментации на ядрата-мишени и релятивистичното ядроснаряд. Решаваща роля при тяхната оценка играе скаларното произведение на единичните вектори, определящи направлението на излитане на фрагментите.

По този начин, емулсията осигурява уникална възможност за реконструкции на релятивистични многочастични системи. Някои от тези системи могат да играят ролята като начални или промеждутъчни слабо свързани състояния при сливането на повече от две ядра в звездния нуклеосинтез.

В заключение авторът изразява искрена благодарност на научните си ръководители д.ф-м.н. Й. Стаменов и к.ф-м.н. Зарубин П. И., както и на д-р И. И. Цаков за предложената тема и постоянното ръководство при изпълнението на настоящата работа.

Авторът е много благодарен на к.ф-м.н. Русакова В. В. (ОИЯИ), к.ф-м.н. Орлова Г. И. (ФИАН, сътрудничество БЕКЕРЕЛ), Щедрина Т. В.,

Артеменков Д. А. и Качалова Н. А за помощта и консултациите при обработката на експерименталните резултати.

В основата на представените резултати лежи старателните визуални наблюдения и измервания, в които особено е голям приносът на лаборантите: И. И. Сосулникова, А. М. Сосулникова и Г. В. Стелмах от ОИЯИ. И. И. Марин (ОИЯИ) осигури обслужването на нашите микроскопи. Проявяването на емулсията е изпълнено с високо качество от химическата група на ЛВЕ ОИЯИ.

КРАТКИ ИЗВОДИ

1. Използван е методът на ядрените емулсии за изследване на фрагментацията на релативистичните ядра ^{14}N като при това са използвани всички основни възможности на метода:
 - Ø определяне на зарядите на първичните и вторични следи;
 - Ø определяне на ъгловите характеристики на следите;
 - Ø измерване на импулсите чрез метода на многократното разсейване;
 - Ø идентификация на вторичните следи от релативистичните ядра водород и хелий.
2. Изследвани са събития от типа «бяла» звезда, съдържащи само фрагментационни следи и е показана водещата роля на многочастичните конфигурации.
3. Изследването на изотопния състав на фрагментите на ядрото-снаряд ^{14}N в събития от типа «бяла» звезда показва отслабващата роля на деутроните в сравнение с тази при фрагментациите на ядрата ^6Li и ^{10}B .
4. Показано е, че методът на ядрените емулсии дава уникална възможност за реконструкции на релативистични многочастични системи, някои от тях играещи съществена роля в звездния нуклеосинтез.

СПИСЪК НА ЛИТЕРАТУРАТА

1. Adamovich M. I. et al. JINR Communication E1-10838, Dubna, 1977.
2. Марин А. и др.// Ядерная физика. 1980. Т. 32. С. 1387.
3. Абдуразакова У. А., Бондаренко Р. А., Гулямов У. Г. , Чернов Г. М. // Ядерная физика. 1984. Т. 39. С. 272.
4. 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.
5. 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.
6. Бондаренко А. И. и др.// Ядерная физика. 1998. Т. 61. С. 263; А. И. Bondarenko A. I. et al // Phys. At. Nucl. 1998. V. 61. P. 214.
7. Adamovich M. I. et al. // Z. Phys. C. 1992. V. 55. P. 235.
8. 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.
9. Лепехин Ф. Г. и др. // Ядерная физика. 1995. Т. 58. С. 881; Lepekhin F. G. et al. // Phys. At. Nucl. 1995. V. 58. P. 816.
10. Lepekhin F. G. et al. // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 1. P. 137.
11. 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.
12. Adamovich M. I. et al. // Part. Nucl., Lett. 2002. V. 110. P. 29; nucl-ex/0206013.
13. Bradnova V. et al. // Few-Body Systems Suppl. 2003. V. 14. P. 241.
14. Браднова В. и др. // Ядерная физика. 2003. Т. 66 С. 1694; Bradnova V. et al. // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 1646.
15. Адамович М. И. и др. // Ядерная физика. 2004. Т.67. С. 533; Adamovich M. I. et al. // Phys. At. Nucl. 2004. V. 67. P. 514.
16. Богданов В. Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 306.
17. Толстов К. Д. и др. Препринт ОИЯИ Р1-8313. Дубна, 1974.

18. Банник Б. П. и др. Сообщения ОИЯИ P1-84-532. Дубна, 1984.
19. Банник Б. П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1984. т. 39. С. 184.
20. А. С. Давыдов, Теория атомного ядра, ГИЗ физ – мат. Литературы, Москва, 1958, с. 607.
21. С. А. Айвазян и др., Прикладная статистика, изд. «Финансы и статистика», Москва, 1989, с. 645.
22. В.Г. Воинов, И.Я. Часников «Многokратное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях» Издательство «Наука» Казахской ССР, Алма-Ата 1969 г.
23. С.Пауэлл, П.Фаулер, Д.Перкинс. Исследование элементарных частиц фотографическим методом, ИЛ. М. 1962. С.91
24. Андреева и др., Препринт ОИЯИ P1-2004-91. Дубна. 2004
25. Voyvodic L., Pickup E. – “Phys.Rev.”, 1952, 85, 91.
26. A. M. Baldin and L. A. Didenko. Forscht. Phys. 38:261-332,1990.
27. V. Bradnova et al., Acta Physica Slovaca, **54**, pp. 351-365.
28. Банник Б. П. и др. Препринт ОИЯИ P1-13055. Дубна, 1980.
29. Интернет - ресурс: <http://becquerel.lhe.jinr.ru>