

Софийски Университет
”Св. Климент Охридски”

Физически факултет

Красимир Николаев Кръстев

Физика на атомното ядро и елементарните частици, фак.номер 7653

Дипломна работа за получаване на ОКС Магистър

на тема

**Калибриране на ^3He - неутронен детектор за
регистрация на редки събития на спонтанно делене на
105-ти елемент**

Дипломен ръководител: гл. ас. д-р Стефан Лалковски
катедра Атомна физика
Физически факултет
СУ ”Св. Климент Охридски”



София, 14 март 2013

Съдържание

1	Увод	2
1.1	Въведение	2
1.2	Цел на дипломната работа	2
1.3	Структура на дипломната работа	3
2	Синтез на тежки ядра в реакции на сливане	4
2.1	Уводни бележки	4
2.2	Основни положения	8
2.3	Сечение за синтез на свръхтежки елементи	11
2.4	Височина на потенциалния бариер (бариер на Бас)	14
2.5	Реакции на сливане с леки тежки йони (горещ синтез)	15
2.6	Реакции на студен синтез	16
2.7	Реакции на сливане с ^{48}Ca	18
3	Елементи от теорията на делене на ядрата	23
3.1	Уводни бележки	23
3.2	Повърхност на потенциалната енергия	25
3.3	Конкуренция между деленето и изпускане на неутрони	28
3.4	Спонтанно делене	30
3.5	Фрагменти на делене	33
3.6	Неутрони на делене (мигновени неутрони)	37
4	Експериментални методи	39
4.1	Въведение	39
4.2	Кинематични сепаратори на откатните ядра	40
4.2.1	Филтри по скорости	41
4.2.2	Електростатични сепаратори	43
4.2.3	Газонапълнени електромагнитни сепаратори	43
5	Метод за детектиране на редки събития на спонтанно делене по актовете на множествена емисия на неутроните	46
5.1	Обосновка на метода	46
5.2	^3He - детектор на неутрони	46
5.3	Електронна схема за отбор на събитията на делене	49
5.4	Методика на измерване и обработка на експерименталните данни.	50
5.5	Определяне на ефективност за регистрация на единични неутрони.	54
6	Химическа идентификация на 115-ти елемент	57
6.1	Експериментална постановка	57
6.2	Експериментални резултати	59
6.3	Заклучение	60

1 Увод

1.1 Въведение

За последните десетина години в Лабораторията по ядрени реакции Г.Н.Фльоров ОИ-ЯИ са синтезирани 7 нови елемента от 112 до 118. За синтеза на свръхтежките елементи се използват реакции на сливане на ускорени йони на ^{48}Ca с ядра мишени от актинидите. Ядрата на изотопите на новите елементи изпитват основно α -разпад (един или няколко), който се прекъсва от спонтанно делене. Периодът на полуразпад на новите елементи е от $0.5 \mu\text{s}$ до 0.5 min в зависимост от броя протони и неутрони. За идентификация на новите нуклиди се използват различни независими методи, основани на:

- механизъм на реакцията на сливане (функция на възбуждане);
- характеристиките на разпада (периода на полуразпад $T_{1/2}(\alpha)$ и енергията на α -разпада (Q_α) за четно-четни и много четно-нечетни изотопи);
- химическа идентификация на атомните номера на изотопите ^{268}Db и $^{283}112$ в корелационната верига от разпади $115 \rightarrow 113 \rightarrow \text{Rg} \rightarrow \text{Mt} \rightarrow \text{Bh} \rightarrow (\text{Db})$ и $116 \rightarrow 114 \rightarrow (112) \rightarrow \text{Ds} \rightarrow \text{Hs} \rightarrow \text{Sg} \rightarrow \text{Rf}$.

Идентификацията на нуклидите основана на свойствата на техния радиоактивен разпад и механизма на реакциите на сливане е свързана с продължителни измервания на сеченията за образуване на търсените ядра при различни значения на енергията на снопа йони ^{48}Ca .

Определянето с химически методи на поредния номер на произволен изотоп от наблюдаваната верига от разпади дава възможност не само да се определят атомните номера на всички ядра от веригата, но също така се явява независимо потвърждение на откриването на нов елемент.

Относително голямото време на живот на ^{268}Db и характерния му тип разпад (спонтанно делене) позволява да се постави експеримент за химическата идентификация на ^{268}Db като продукт на разпада на 115-ти елемент, образуващ се в реакцията $^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am}$ със сечение 3 пикобарна.

Основен елемент при химическата идентификация на ^{268}Db е регистрацията на редки събития на спонтанно делене и определяне на характеристиките на това делене. Измерените стойности за енергията на фрагментите и средният брой неутрони излъчени при спонтанно делене на ^{268}Db служат като достатъчно надежден критерий за неговата идентификация. Експерименталната установка, която се използва за определяне на характеристиките на спонтанно делене на ^{268}Db е детектор на неутрони с ^3He пропорционални броячи.

Експериментът бе проведен на ускорителя на тежки йони U-400 през месец юни 2011 г. Той бе осъществен в резултат на сътрудничеството на няколко колектива, към един от които (ВАСИЛИСА) бе включен авторът на настоящата дипломна работа.

1.2 Цел на дипломната работа

Целта на дипломната работа е регистрация и измерване на характеристиките на редки събития на спонтанно делене на ^{268}Db .

За постигане на поставените цели последователно се решават следните задачи:

Задача 1. Запознаване със свръхтежките елементи. Решаването на тази задача се налага от обстоятелството, че разглежданият експеримент е пряко свързан с теорията на свръхтежките елементи.

Задача 2. Запознаване с терминологията и теорията на основните физически процеси съпътстващи експеримента (реакции на пълно сливане, спонтанно делене, мигновени неутрони и др.).

Задача 3. Описание и принцип на действие на експерименталната установка (неутронен детектор с ^3He пропорционални броячи.)

Задача 4. Определяне на ефективността ϵ за регистрация на единични неутрони.

Задача 5. Регистрация и измерване на характеристиките на редки събития на спонтанно делене.

1.3 Структура на дипломната работа

Дипломната работа се състои от 7 глави: "Увод", "Синтез на тежки ядра в реакции на сливане", "Елементи от теорията на делене на ядрата", "Експериментални методи", "Метод за регистриране на редки събития на спонтанно делене по актовете на множествена емисия на неутроните", "Химическа идентификация на 115-ти елемент", "Заклучение".

Уводът (Глава 1.) съдържа кратко въведение в областта на дипломната работа. Формулират се целта, поставените задачи и начинът на структуриране на изложението ѝ.

В **Глава 2.** "Синтез на тежки ядра в реакции на сливане" е направен кратък преглед на реакциите на пълно-сливане, при които се получават свръхтежките елементи. Тази глава решава **Задача 1.** на ниво достатъчно за нуждите на настоящата дипломна работа

В **Глава 3.** "Елементи от теорията на делене на ядрата" са дадени някои основни понятия и факти характеризиращи процеса на делене за тежки и свръхтежки ядра. Тази глава е свързана със **Задача 2.** от дипломната работа.

В **Глава 4.** "Експериментални методи" накратко са представени основните установки за сепариране на продуктите на реакциите на пълно сливане.

В **Глава 5.** "Метод за регистриране на редки събития на спонтанно делене по актовете на множествена емисия на неутроните" е дадено описание на работата на детектора на неутрони. Показана е методиката на измерване и обработка на експерименталните данни. Тук се решават **Задачи 3, 4** на дипломната работа.

В **Глава 6.** "Химическа идентификация на 115-ти елемент" е изложена опитната постановка на експеримента. Тук е решена **Задача 5** от дипломната работа.

В **Заклучението** е направено кратко изложение на направеното в настоящата дипломна работа.

2 Синтез на тежки ядра в реакции на сливане

2.1 Уводни бележки

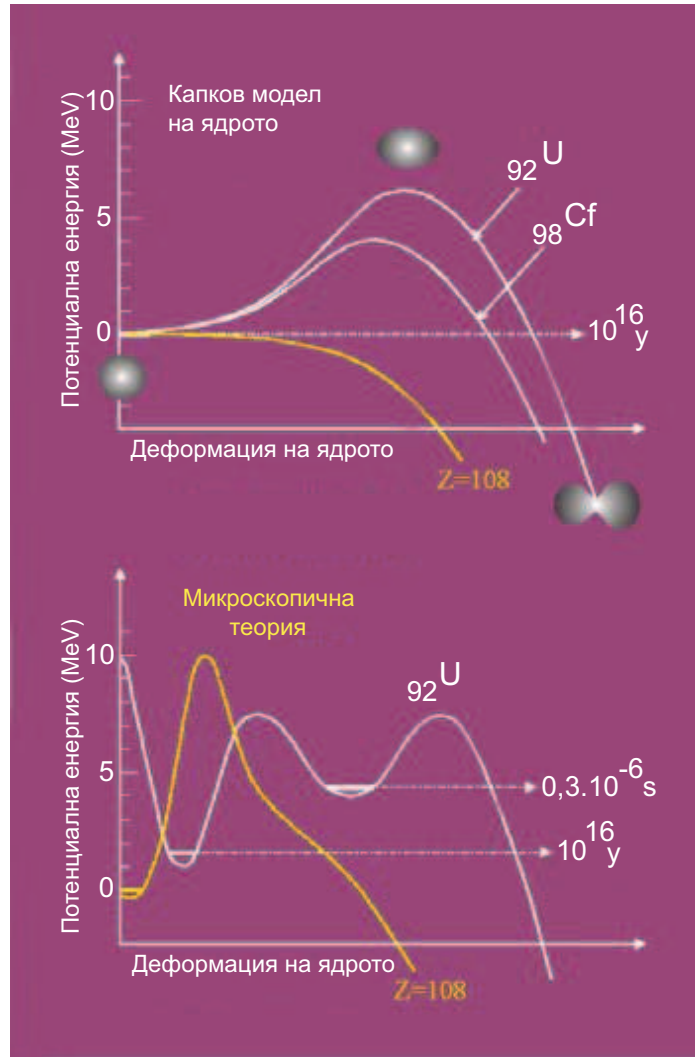
Първите опити за синтез на нови елементи, с атомен номер $Z > 92$ (трансуранови елементи), са предприети в средата на 30-те години, когато вече е възприет планетарният модел на атома и са определени съставните части на ядрото, като протони и неутрони. Ферми със своите сътрудници извършва серия от опити по облъчване на голям брой химични елементи със забавени в парафин неутрони [1]. В частност, те се опитват да получат трансуранови елементи в реакция на захват на бавни неутрони от ядрото на урана с последващ β -разпад на съставното ядро [1, 2]. Въпросите и противоречията, възникнали при анализа на резултатите от последвалите експерименти, намират обяснение в опитите на немските радиохимици Хан и Шцрасман през 1938 г. [3, 4]. Те показват, че уранът, облъчен с неутрони, търпи ядрена трансформация, водеща до образуване на радиоактивни елементи с атомно тегло примерно два пъти по-малко от неговото. Вярно тълкувание на това ново явление "делене на ядрата" е направено от Л.Майтнер и О.Фриш [5].

В поредица експерименти е доказана асиметричната природа на деленето. Енчке и Пранкъл [6] получават две групи фрагменти-нискоенергетична и високоенергетична със средни енергии на възбуждане 60 и 100 MeV. Направените радиохимични изследвания потвърдили, че продуктите на делене се групират основно около две масови числа-95 и 138.

При търсене на алтернативни реакции за делене, било забелязано, че то може да се предизвика от различни частици с достатъчно висока енергия. През 1940г. Флърорв и Петржак провеждат експеримент в московското метро, с който доказват, че урана се дели спонтанно, без помощта на външно въздействие [7].

За описание процеса на делене на ядрата, Бор и Уилър [8] и независимо от тях Френкел [9], предлагат капковия модел на ядрото. Според този модел, деленето предизвикано от кулоновите сили на отблъскване, трябва да преодолее потенциален бариер, обусловен от повърхностните сили, които препятства деформацията на ядрото. Направените изчисления показвали, че границата на ядрената материя трябва да лежи между 100 и 110-я елемент (фиг.1). Пионерските работи на групата от Националната лаборатория на САЩ в Бъркли потвърдили качествено модела на Бор и Уилър. Сиборг и сътрудници, в периода 1940-1953г. при реакции със захващане на неутрони от високопоточни реактори и в реакции на ядрен взрив, синтезирали 8 нови елемента с $Z=93-100$ [10]. При прехода от $^{238}\text{U}(Z=92)$ към $^{257}\text{Fm}(Z=100)$ вероятността за спонтанно делене нараства с повече от 13 порядъка. Получаването на следващите елементи по тази методика е блокирано от малкото време на живот на $^{258}\text{Fm}(T_{1/2} \approx 0.4 \text{ мсек})$.

Въпреки своите успехи, капковият модел не може да обясни ред свойства на ядрата, едни от които са асиметрията на делене, съществуването на магични числа и откритото от Поликанов и др. спонтанно делене на изомерите на актинидите [11]. Слоестия модел предложен от Майер и Йенсен успешно обяснява магичните числа (2, 8, 20, 28, 50, 82) за протони и неутрони и 126 за неутрони. Една от първите работи в които са направени количествени оценки за влиянието на слоестия модел върху свойствата на тежките ядра е тази на Святецки и Майерс [12].



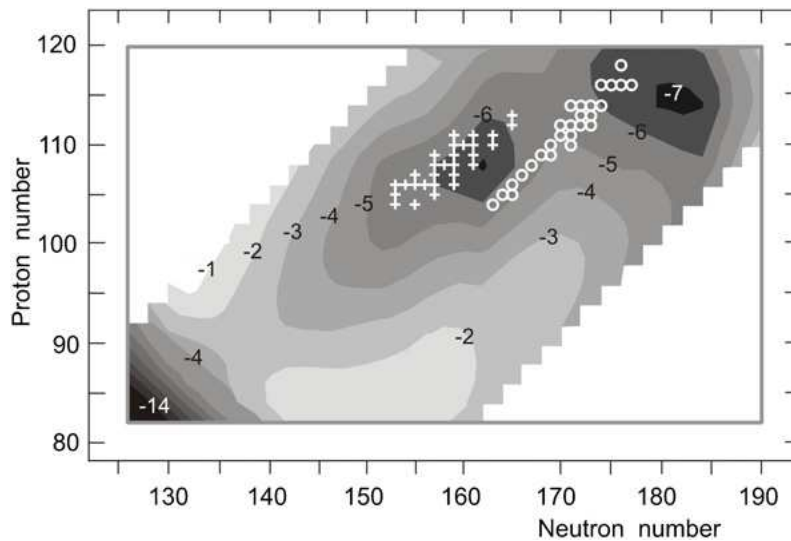
Фигура 1: Зависимост на потенциалната енергия на ядрото от неговата деформация. Горната част на фигурата се отнася за капковия модел, предполагащ, че ядреното вещество е безструктурна материя. В долната част е представена потенциалната енергия при отчитане на слоестата структура на ядрото. За ядрото на урана се появява втори минимум (изомерно състояние) в който уранът изпитва спонтанно делене за време $3 \cdot 10^{-7}$ s, докато в основно състояние периодът на полуразпад е 10^{16} години.

Тази работа, заедно с появилата се малко по-късно работа на Струтински [13] послужили за създаване на макро-микроскопичния подход, според който пълната енергия на ядрото $E_{tot}(\beta)$ при дадена деформация β е равна на сумата от енергията пресметната по капковия модел $E_{ld}(\beta)$, и поправката за слоестата структура на ядрата $\delta E_{shell}(\beta)$

$$E_{tot}(\beta) = E_{ld}(\beta) + \delta_{shell}(\beta) \quad (1)$$

На фиг.2 е показана контурната карта за слоестата поправка ($\delta_{shell}(\beta)$) към енергията на основното състояние на ядрата, изчислена за нуклиди в широк диапазон за броя протони ($Z=82-120$) и неутрони ($N=126-190$) [14]. Вижда се, че слоестата поправка е отрицателна, т.е. има стабилизиращ ефект, който е най-силно изразен за двойно ма-

гичното и сферично ядро на ^{208}Pb (-14,3 MeV). Вторият минимум (-7,2 MeV) съответства на ядрото $^{270}108_{162}$, за което в по-ранни работи е изчислено, че трябва да бъде двойно магично деформирано ядро [15, 16]. На третия минимум (имащ стойност като втория -7,2 MeV) отговаря ядрото $^{296}114_{182}$, намиращо се много близо до ядрото $^{298}114_{184}$, за което е предсказано, че е двойно магично сферично ядро [17, 18, 19]. На фиг.2 така също се вижда широкото плато около ядрото ^{252}Fm , което, макар и да има по-малка по абсолютна стойност слоеста поправка (-5,2 MeV), отколкото ядрото на ^{270}Hs , може да се разглежда като ядро със затворени деформирани подслоеве [15, 16].

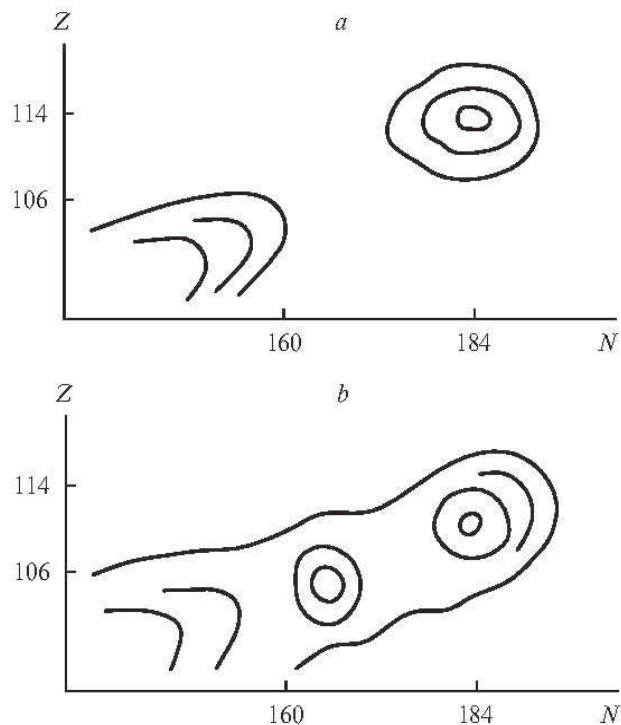


Фигура 2: Контурна карта на слоестата-поправка ($\delta_{shell}(\beta)$, MeV) към енергията на основното състояние на тежките ядра [14]. Числата върху контурните криви съответстват на големината на слоестата поправка (в MeV). С кръстчета са отбелязани ядрата с $Z \geq 104$, получени в реакции на студен синтез, с кръгчета елементите получени в реакции на пълно сливане на ^{48}Ca с мишени от актинидите.

От фиг.2 се вижда, че някои от синтезираните ядра имат добавка от 6-7 MeV в енергията на свързване, благодарение на която съществуват.

Появата на област на деформирани свръхтежки ядра около втория минимум, изменя представите за стабилността на свръхтежките ядра. До този момент преобладава мнението, че предсказаните сферични свръхтежки ядра, разположени в областта на третия минимум образуват "остров на стабилност", който е отделен от полуострова на относително дългоживущите ядра чрез "океана" на пълна нестабилност. С наблюдаването на деформирани свръхтежки елементи, се очаква островът да бъде свързан с полуострова (фиг.3).

Предсказването на т.нар. "остров на стабилност" в областта на предполагаемите свръхтежки елементи (СТЕ), е едно от основните следствия на макро-микроскопичния модел. Изчисленията показват, че центърът на този остров би трябвало да се намира в $Z=114-126$, $N=184$ (екстраполация на магичните числа за СТЕ).



Фигура 3: Област на стабилност на относително дългоживущи тежки ядра, предсказани по-рано (a) и в настоящо време (b) [122].

Съвременните модели основани на макро-микроскопичния подход, предсказват основно $Z=114$ [21, 22, 23], докато тези придържащи се към подхода на Хартри-Фок, предсказват най голяма стабилност за $Z=120, 126$ [24, 25]. Още по-голямо разминаване в предсказанията има при изчисляване на времето на живот: от 10^6 до 10^{10} и повече години. Вероятността СТЕ да са се съхранили до наши дни подтиква създаването на десетки изследователски групи ангажирани с тяхното откритие. Били създадени чувствителни установки за регистрация и идентификация на неизвестни нуклиди. Най-голяма чувствителност гарантирали методите за регистрация на редки събития. На по-късен етап разработените методи и установки намират приложение при регистрацията и определянето на нови свръхтежки ядра, синтезирани в реакции на пълно сливане. Детектирането на няколко неутрона съпровождащи деленето се утвърдил като един от основните способности за определянето на спонтанно делящи се примеси.

В настоящата дипломна работа е описан метод за регистрация на редки събития на спонтанно делене по актовете на множествена емисия на неутроните и необходимата експериментална апаратура за този метод — детектор на неутрони с ${}^3\text{He}$.

2.2 Основни положения

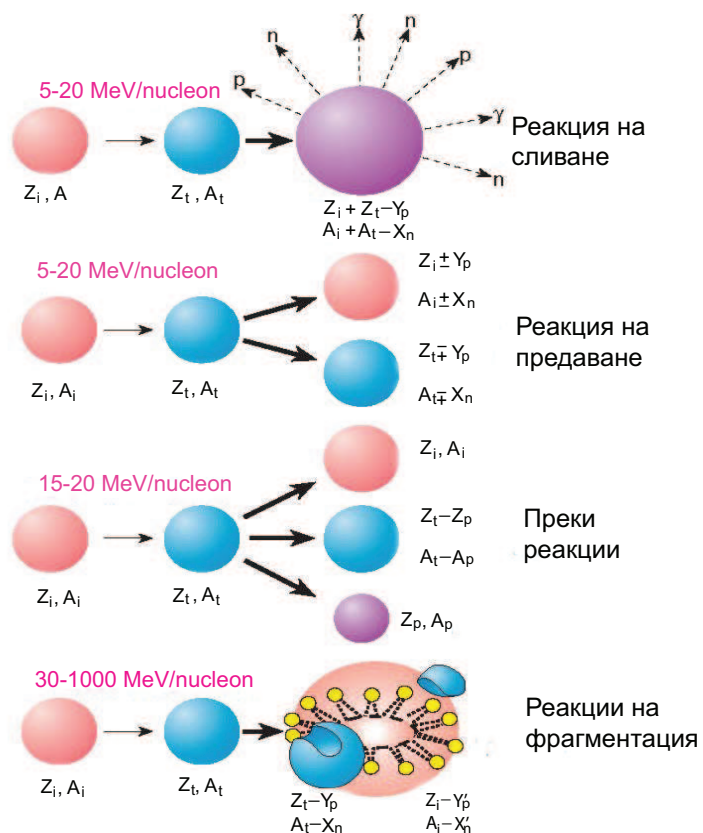
Менделеевий ($Z=101$) е последният от трансурановите елементи, синтезиран в реакции с леки бомбардиращи частици (d, α).



Получаването на елементи с по-голям номер изисква прилагане на реакции с тежки йони.

За синтез на нови ядра се използват основно четири типа реакции с тежки йони (фиг.4):

- реакции на пълно сливане с образуване на съставно ядро,
- реакции на предаване на нуклони (реакции на дълбоко нееластично предаване) както на бомбардиращото ядро, така и на ядрото мишена,
- преки реакции съпроводени с избиване на нуклони и отделни кластери от ядрото мишена и тежкия йон,
- реакции на фрагментация.



Фигура 4: Схематично представяне на реакции на взаимодействие на тежки йони с ядра, при различни енергии. Z_i, A_i — заряда и масата на тежкия йон; Z_t, A_t — заряда и масата на ядрото мишена; Y_p, X_p — брой протони и брой неутрони, излъчени от ядрата в реакцията; Z_p, A_p — заряда и масата на тежката частица, изпусната в реакцията.

Пълното сливане с образуване на възбудено съставно ядро е един от основните ядрени процеси реализиращ се в стълкновение на две сложни ядра при енергии до 20 Мев на нуклон. От самото начало на изследванията с тежки йони експериментаторите използват реакции на пълно сливане за получаването на нови трансуранови елементи. Действително, всички нови елементи с $Z > 101$ са синтезирани именно в тези реакции. Реакциите на пълно сливане с тежки йони проправят път към предсказаната от теорията област на свръхтежките елементи. Въпреки многогодишния опит и натрупания експериментален материал обаче, все още не е постигнато пълно разбиране за начина, по който протичат тези реакции. Причината за това е, че сливането на ядрата не може пряко да се наблюдава. Сливащите се ядра не изпращат сигнали които биха могли да разкрият механизма на ядрената реакция. Експериментаторите регистрират на своите установки продуктите от разпада на възбуденото съставно ядро след като сливането вече е завършило и системата е преминала към термодинамично равновесие, в което ядрото "не помни" историята на своето създаване. Друга основна причина е, че теоретичният анализ на преустройството на две многонуклонни системи към единна система е изключително трудна задача. Поради това теоретичните модели, създадени да обяснят тези реакции са силно опростени. Дълго време процесът на синтез на ядрата на трансурановите елементи в реакции с тежки йони се разглежда по следната схема: Налитащата частица, преодолявайки кулоновия бариер и захваната от ядрото мишена се слива с него, образувайки възбудено съставно ядро с енергия на възбуждане E^* .

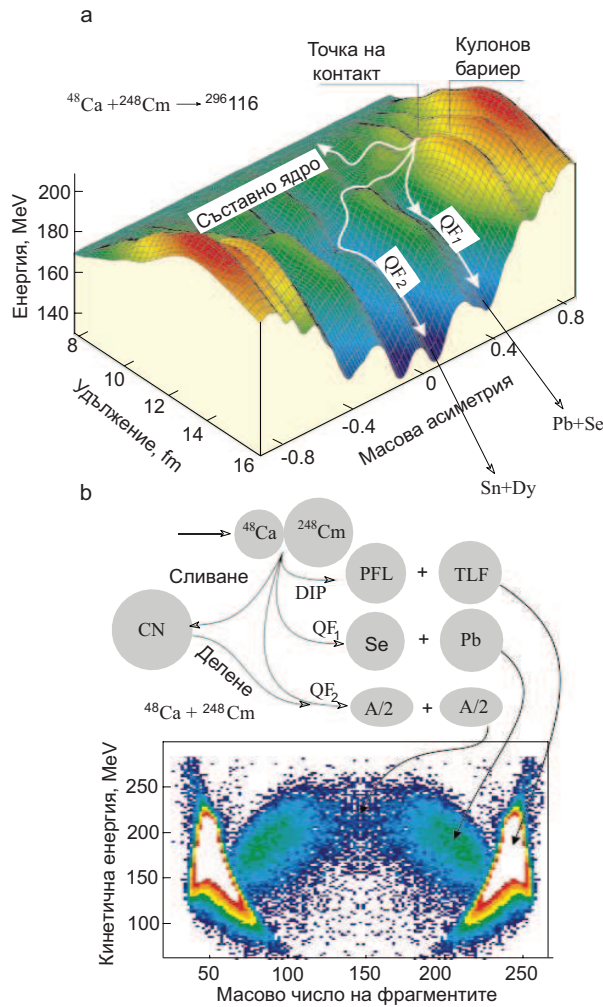
$$(A_i, Z_i) + (A_T, Z_T) \rightarrow (A_i + A_T, Z_i + Z_T)_{E^*}, \quad E^* = E_{CM} - [M_{CN} - (M_P + M_T)] = E_{CM} - Q \quad (3)$$

Z_i, A_i — заряда и масата на тежкия йон; Z_T, A_T — заряда и масата на ядрото мишена; M_{CN}, M_P и M_T са масите съответно на съставното ядро, на тежкия йон и мишената. Q — енергията отделяща се в процеса на делене.

Основните канали за охлаждане са деленето и каналите за излъчване на различен брой неутрони. Емисията на заредени частици е затруднена от големия изходен кулонов бариер. Получаване на ядро на нов елемент е възможно, ако енергията, която отнасят със себе си неутроните при изпарението, е такава, че енергията на откатното ядро е по-малка от бариера на делене. Преобладава убеждението, че ако захватът се е осъществил, то сливането е неизбежно [26]. Поради това задачата за описание на пълното сечение се редуцира до две части: пресмятане на сечението за захват σ_{capt} и пресмятане на ширините Γ_i , съответстващи на конкуриращите се между себе си канали за разпадане на съставното ядро. Доста сложната задача за преустройство на ядрената система се изключва от разглеждане. Този подход дава възможност да се опишат за не много тежки йони най-важните характеристики на реакциите на пълно сливане: сеченията за различните канали за разпад на възбуденото съставно ядро, енергетичните спектри и ъгловото разпределение на продуктите на реакцията. Разпадът на съставното ядро се разглежда в рамките на статистически модел, развит по-рано за леки бомбардиращи частици.

Най-популярни теоретични модели за пресмятане на сечението за захват стават моделът на критичния радиус [27] и моделът на потенциалния джоб [28]. Изменение в разбирането за механизма на реакциите на пълно сливане става след откриване на квазиделенето [29]. То показва, че захватът на налитащото ядро от ядрото мишена не винаги води до пълно сливане и формиране на съставно ядро.

На фиг.5 са представени възможните сценарии на взаимодействието на ^{48}Ca с ^{248}Cm . Динамиката на тази реакция при ниски (окологбарни) енергии се определя главно от повърхността на потенциалната енергия (драйвинг-потенциал), тази повърхност може да бъде изчислена в рамките на двуцентровия слоест модел [31].



Фигура 5: Повърхност на потенциалната енергия за реакцията $^{48}\text{Ca}+^{248}\text{Cm}$ при квадруполна деформация $\beta_2=0,1$ (а). Белите криви линии указват най-оптималните траектории за процесите на делене и квазиделене. Съответното експериментално [30] масово-енергетично разпределение на продуктите на тази реакция е с ясно изразени максимуми за процесите на дълбоко нееластично разсейване ($A\approx 48,248$) и квазиделене ($A\approx 98,208$) (b).

Слоестите ефекти се проявяват в съществуването на дълбоки минимума (основни състояния и изомерни форми) и долини, по които преимуществено еволюира тежката ядрена система в процесите на сливане, делене и квазиделене. В разглеждания случай долините съответстват на образуването на двойно магични ядра в изходния канал: ^{208}Pb (при масова асиметрия $\eta \approx 0,4$) и ^{132}Sn (при $\eta \approx 0,1$). След контакта двете ядра могат

достатъчно бързо да се раздалечат като образуват фрагменти с маси близки, до масата на снаряда (PLF) и мишената (TLF) (процес на дълбоко нееластично разсейване, DIP). Също така може да се образува моноядро, което еволюира в пространството на колективните променливи (удължение, масова асиметрия, деформация и т.н.) и движещо се в долините с минимална потенциална енергия (процес на квазиделене). С много малка вероятност тежката ядрена система за сметка на флукуациите (обусловени от нейната енергия на възбуждане) може да преодолее всички бариери и да образува съставно ядро (сливане), което на свой ред може да оцелее (като енергията на възбуждане се сменя чрез излъчване на неутрони и γ -кванти) или да се раздели. Като потвърждение на този сценарий служат резултатите получени от Иткис и съавтори [30] и показани на фиг.5), (b).

Един от най-успешните модели, описващи сливането на тежки ядра е базиран върху концепцията за двойна ядрена система (КДЯС) [32]. В този модел за първи път е описано сливането на масивни ядра и са получени реалистични оценки за сечението за образуване на свръхтежки ядра. Като основа на КДЯС е заложено твърдението за подобие на процесите наблюдавани при реакции на дълбоконееластично предаване (РДНП) и процеса на сливане.

Съгласно КДЯС процесът на пълно сливане на ядрата протича по следния сценарий:

1. На стадий на захващане след пълна дисипация на кинетичната енергия се формира двойна ядрена система (ДЯС).

2. Процесът на пълно сливане на ядрата се реализира в резултат на увеличаване на зарядовата и масова асиметрия на ДЯС: нуклоните от по-лекото ядро, слой след слой се предават на по-тежкото ядро. Процесът завършва с предаването на 4 нуклона от 1s слоя на лекото ядро.

3. В реакции между масивни ядра енергетично по-изгодна е еволюцията на ДЯС в противоположно направление: нуклоните от по-тежкото ядро се предават на по-лекото, което води до симетризация на формата на системата. В симетричната ДЯС кулоновото отблъскване между ядрата достига максимално значение, и системата се разпада на два близки по маса фрагмента — протича квазиделене.

4. Поради статистическия характер на еволюцията в масивни ДЯС-и възниква конкуренция между каналите на пълно сливане и квазиделене, което води до намаляване на сечението за образуване на съставно ядро спрямо сечението за захват.

При еволюция към съставно ядро или симетрична форма ядрата в ДЯС запазват своята индивидуалност — следствие на тяхната слоеста структура.

КДЯС показва две важни особености на процеса на сливане на ядрата:

- наличие на потенциален бариер по пътя за образуване на съставно ядро. Енергията за преодоляването на този бариер се черпи от енергията на възбуждане E^* на ДЯС.
- конкуренция между каналите на пълно сливане и квазиделене на ДЯС, формирана на стадия на захващане.

2.3 Сечение за синтез на свръхтежки елементи

В по-ранните модели на пълно сливане не отчитащи квазиделенето, сечението за синтезиране на тежки ядра се пресмята от следната формула:

$$\sigma_{ER} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{l_{cr}} (2l+1) T(E_{CM}, l) P_{xn}(E_{CM}, l) \quad (4)$$

където $k=(2\mu E_{CM})^{1/2}/\hbar$ (μ — приведената маса на системата, \hbar — константата на планк), E_{CM} е кинетичната енергия на системата в координати свързани с центъра на масите, l — орбиталният момент, $T(l, E_{cm})$ — квантово-механичните вероятности за преминаване през потенциалния бариер за l -та парциална вълна, частта до $P_{xn}(E_{CM}, l)$ характеризира сечението на захват σ_{capt} , а $P_{xn}(E_{CM}, l)$ — вероятността за оцеляване на съставното ядро при неговото охлаждане; σ_{capt} се пресмята по оптичен модел. За пресмятане на $P_{xn}(E_{CM}, l)$ се използва статистически модел на разпадане на възбуденото ядро. Изчисленията за сечението, направени с помощта на горното уравнение дават задоволителни резултати само до ръдърфордий ($Z=104$). При по-големи Z има драстично разминаване с експерименталните резултати. В КДЯС-а това разминаване се обяснява с квазиделенето — доминиращ канал за този случай и силно ограничаващ сечението за образуване на съставно ядро. В съответствие с това във формулата, описваща сечението за образуване на ядра на тежки елементи трябва да се включи трети фактор — P_{CN} — вероятност за сливане на тежкото ядро с ядрото мишена в конкуренция с квазиделенето [32]. Сечението за получаване на изпарителни остатъци отчитащо квазиделенето, може да се представи във вида и означенията дадени в работа [33]:

$$\sigma_{ER}^{xn}(E_{CM}) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T(E_{CM}, l) P_{CN}(E^*, l) P_{xn}(E^*, l), \quad (5)$$

тук $P_{CN}(E^*, l)$ — вероятността за сливане на тежкото ядро с ядрото мишена, E^* — енергията на възбуждане. Също така се дефинират следните величини:

- сечение на захват σ_{capt}

$$\sigma_{capt} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T(E_{CM}, l); \quad (6)$$

- сечение на сливане σ_{fus}

$$\sigma_{fus} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T(E_{CM}, l) P_{CN}(E^*, l). \quad (7)$$

За едномерен потенциален бариер (Single-Barrier Penetration Model) прозрачностите $T(E_{CM}, l)$ могат да бъдат изчислени с помощта на WKВ приближение [34, 35]:

$$T(E, l) = [1 + \exp(2S_l(E))]^{-1} \quad (8)$$

където WKВ интегралът на прозрачност се дава от:

$$S_l(E) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}} \int_{r_{1l}}^{r_{2l}} [V_0(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} - E]^{1/2} dr \quad (9)$$

В това уравнение r_{1l} и r_{2l} са класическите точки на обръщане и се определят от равенството

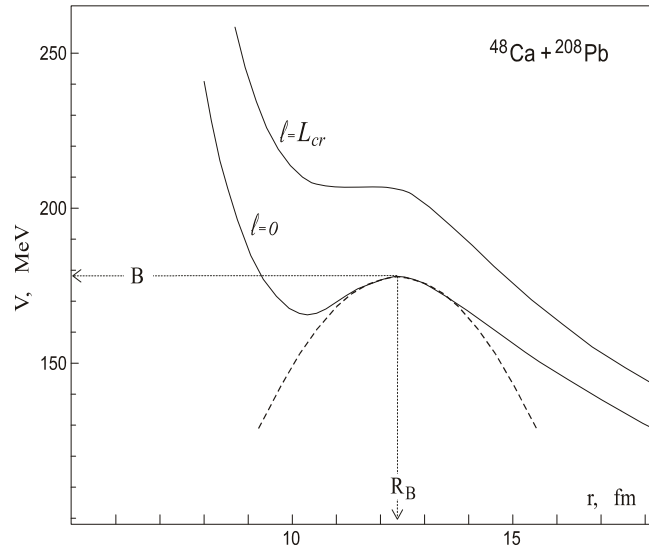
$$V_0(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} = E \quad (10)$$

$V_0(r)$ е сума от кулоновия $V_C(r)$ и ядрения $V_N(r)$ потенциали. Пълният потенциал $V(r)$ на системата налитащ тежък йон-мишена е сума от кулоновия, ядрен и центробежен потенциали:

$$V(r) = V_C(r) + V_N(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (11)$$

Ако радиалната зависимост на бариера се апроксимира с обърната парабола (фиг.6), то за прозрачностите се получава формулата на Hill-Wheeler [36]

$$T_l^{HW}(E) = [1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_l}[B_l - E]\right)]^{-1} \quad (12)$$



Фигура 6: Взаимодействие на две сферични ядра $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$. Ядреното взаимодействие е представено с потенциала на близкодействащите сили (proximity). Щрихованата крива показва параболичната апроксимация на кулоновия бариер. За парциалната вълна $l = l_{cr}$ потенциалният джоб изчезва.

където B_l е височината на обърнатата парабола чиято позиция се намира в точката R_B , а кривината на бариера ω_l се дава с равенството

$$\omega_l = \sqrt{\frac{1}{\mu} \left| \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right|_{r=R_B}} \quad (13)$$

Един от най-ефективните начини за пресмятане на $T(l, E_{cm})$ е методът на свързаните канали [37]. На интернет-сайта [37] така също могат да бъдат изчислени всички разпадни величини за произволно ядро. За оценка на вероятността $P_{CN}(E^*, l)$ за образуване на съставно ядро, се използва двумерно мастер-уравнение [38] или уравнения от ланжевен тип [39, 40].

2.4 Височина на потенциалния барьер (барьер на Бас)

Потенциалът на взаимодействие между налитащата частица и мишената е един от най-важните фактори при описанието на реакцията на сливане. В този потенциал се включват ядрения $V_N(r)$, кулонов $V_C(r)$ и центробежен $V_{rot}(r)$ потенциали. Близкодействащите ядрени сили привличат ядрата участващи в реакцията на сливане, докато кулоновите и центробежните сили имат отблъскващ характер.

За разстояния r , превишаващи сумата от радиусите на снаряда и мишената: $r > R_1 + R_2$, кулоновият потенциал $V_C(r)$ се взема във форма, съответстваща на взаимодействието на два точкови заряда:

$$V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}. \quad (14)$$

Тук със Z_1 и Z_2 са означени атомните номера на ядрата, e — заряда на електрона.

За намиране на $V_N(r)$ се използват различни схеми. Близки стойности до експеримента дават различните вариации на модела на близкодействащите сили (proximity). Всички варианти на proximity потенциала се основават на теоремата за близкодействащите сили (Proximity Force Theorem) [41]. В случай на две сферични ядра теоремата за близкодействащите сили може да се формулира по следния начин:

”Силата на взаимодействие между две сферични повърхности като функция на разстоянието s е пропорционална на потенциала на взаимодействие на единица площ между две гладки повърхности. Коефициентът на пропорционалност е $2\pi R$ (R — средния радиус)”.

В модела ”Bass 80” [26], $V_N(r)$ се получава от капков модел, включващ ефектите на крайното разстояние на ядрените сили (фиг. 7). В този модел ядрената част на потенциала на взаимодействие може да бъде записана във вида [42]:

$$V_N(r) = -\frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} g(s), \quad (15)$$

където $s = r - R_1 - R_2$. Централните радиуси R_i се определят от следните съотношения:

$$R_i = R_{si} \left(1 - \frac{0.98}{R_s^2} \right) \quad (i = 1, 2) \quad (16)$$

ефективните остри радиуси R_{si} се дават с равенствата:

$$R_{si} = 1.28 A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8 A_i^{-1/3} \quad (i = 1, 2) \quad (17)$$

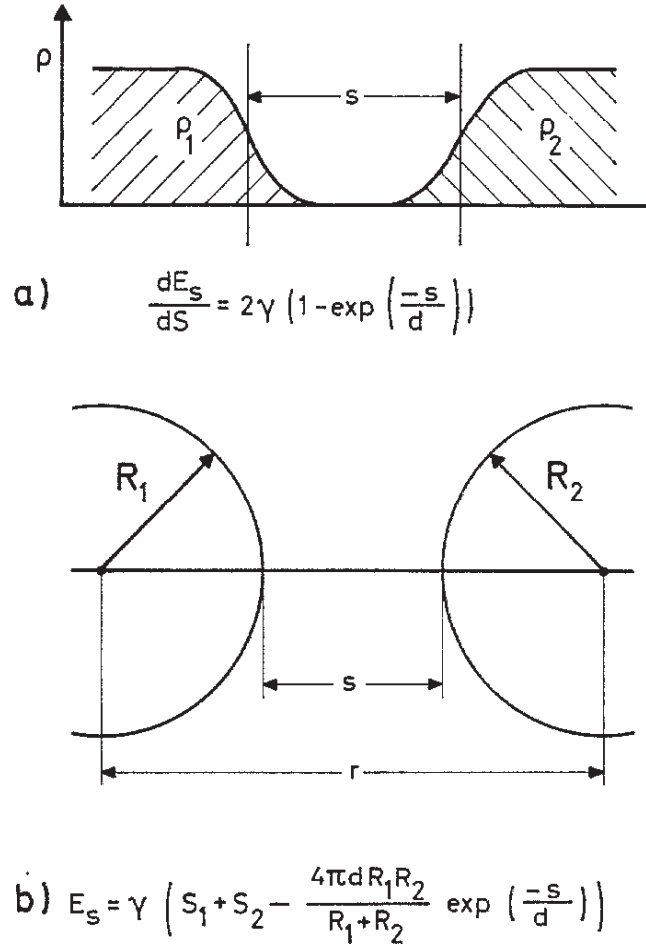
универсалната функция $g(s)$ има вида:

$$g(s) = \left[0.0033 \exp\left(\frac{s}{3.5}\right) + 0.007 \exp\left(\frac{s}{0.65}\right) \right]^{-1} \quad (18)$$

За челни стълкновения ($l = 0$) позицията R_B на потенциалния барьер и височината V_B (барьер на Бас) се определят от съотношенията:

$$\left. \frac{dV_0(r)}{dr} \right|_{r=R_B} = 0 \quad ; \quad \left. \frac{d^2V_0(r)}{dr^2} \right|_{r=R_B} \leq 0 \quad (19)$$

Енергията на сливане E_{fus} , която в разглеждания модел е равна на потенциалния барьер V_B , се нарича енергия на Бас (E_{Bass})



Фигура 7: Модел на течна капка, отчитащ крайното разстояние на взаимодействието. Показани са два случая с различни геометрии: а) ядрената материя е разположена в две полу - безкрайни области; б) две сферични ядра. Тук $\frac{dE_s}{dS}$ е повърхностната енергия на единица площ, γ – специфичната енергия за капковия модел.

2.5 Реакции на сливане с леки тежки йони (горещ синтез)

От уравнение (3) се вижда, че минималната енергия на възбуждане, която може да има съставното ядро, се достига за $E_{CM} = E_B$:

$$E_{min}^* = E_B - Q. \quad (20)$$

Тук E_B е потенциалният бариер, основен принос в стойността на който внася кулоновата енергия V_C . С увеличаване на заряда на налитащата частица расте кулоновата енергия а от там и E_{min}^* . Тъй като вероятността за оцеляване на съставното ядро $P_{xn}(E^*, l)$ намалява с увеличаване на енергията на възбуждане, счита се, че най-изгодни са най-асиметричните реакции – възможно най-леки налитащи частици и възможно по-тежки мишени. Реакциите с леки тежки йони се характеризират с голяма енергия на възбуждане, така например при изменение на масовото число от 4 (^4He) до 20 (^{20}Ne) стойностите за E_{min}^* се движат в интервала 40-50 MeV, т.нар. ”горещи реакции”. За да се получи ядро

на нов елемент трябва да се изпарят 4-5 нейтрона. Проблемът тук идва от това, че ефектите, предсказани от слоестия модел и удържащи съставното ядро от разпад, намаляват бързо с увеличаване на енергията на възбуждане. Деленето на съставното ядро заедно с квазиделенето са основните фактори за малкото сечение за образуване на тежки елементи с увеличаване на атомния номер. За сравнение в реакции на неутронен захват при синтез на актинидите, за сечението имаме десетки и стотици барни, докато в реакции с тежки йони то е от порядъка 10^{-6} - 10^{-4} барна, като намалява експоненциално достигайки стойности от порядъка на пикобарни за СТЕ. Друга основна причина поради която не може да се продължи по методиката "възможно най-тежка мишена плюс лек йон" е ограничението $Z \leq 98$ за атомния номер на мишената. В реакции с ^{13}C , ^{15}N , ^{18}O , ^{22}Ne , и мишени от актинидите са получени новите елементи с атомен номер $Z=102-106$ [43, 44].

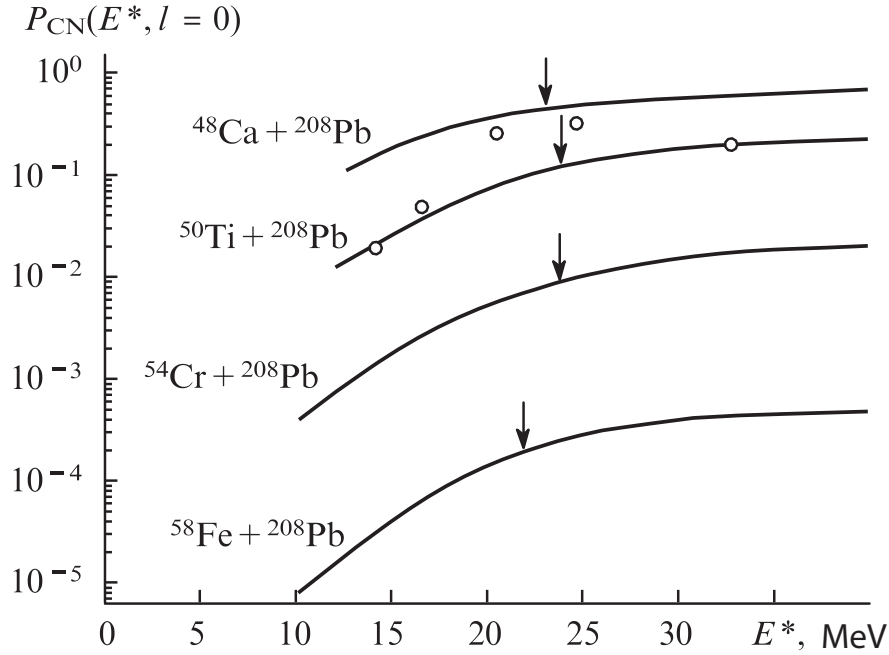
2.6 Реакции на студен синтез

При анализа, който бе направен в предишния раздел, не бе отчетена зависимостта на E_{min}^* от Q . Както е известно енергията на свързване търпи големи изменения близо до затворени ядрени обвивки (магични числа). Този факт води до това, че при определени стойности за зарядите Z и масовите числа A на снаряда и мишената, реакцията на сливане може да се отличава с голяма погълната енергия Q и с малки стойности за E_{min}^* .

Ново начало в синтеза на тежките елементи, е положено в началото на 70-те. Оганесян Ю. Ц. предлага в качество на мишена да се използва изотоп на оловото ^{208}Pb , а за бомбардиращи частици-йони с $A \geq 50$ [45]. ^{208}Pb се явява двойно магично, има голяма енергия на свързване съответно по-малка енергия на възбуждане E_{min}^* за образуването се съставно ядро. При енергии на частиците в снопа близки до кулоновия барьер, съставното ядро получава енергия на възбуждане от 15 до 20 Мев. За неговото охлаждане са достатъчни излъчването на един-два нейтрона, което силно намалява вероятността за делене. Реакциите с използването на ^{208}Pb , ^{209}Bi са наречени реакции на "студено сливане". Елементите с атомен номер от 107-112 за пръв път са получени именно в реакции на студено сливане [46, 47].

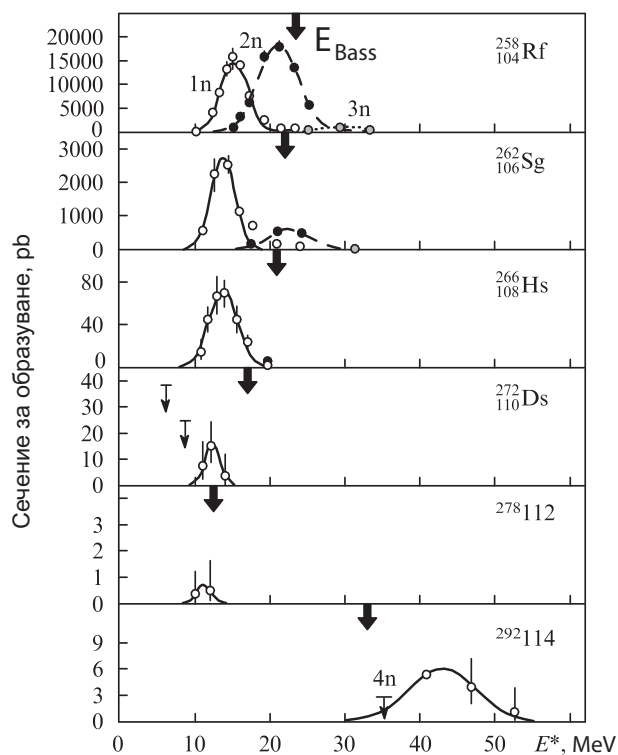
Въпреки тези благоприятни факти, получаването на изпарителни остатъци бързо намалява с увеличаване на заряда на синтезирания елемент. Това се обяснява от една страна с обстоятелството, че в тези реакции се получават неутронно дефицитни ядра с незапълнени слоеве. Енергията за отделяне на неутроните е голяма, а бариерите на делене сравнително малки. Всичко това води до малки стойности за $P_{xn}(E^*, l)$ дори за $1n$ и $2n$ изпарителни канали. Но главна причина за ниския добив на изпарителни остатъци е рязкото намаляване на вероятността за сливане с увеличаване на заряда на налитащата частица. На фиг.8 е показана зависимостта на вероятността за сливане, изчислена за челни стълкновения (имащи основен принос в сечението за добив на изпарителни остатъци) от енергията на стълкновение за различни налитащи частици [33].

Направени са измервания за функцията на възбуждане при реакции на студено сливане с използване на мишени на ^{208}Pb и ^{209}Bi за синтез на четни елементи от нобелий до дармщадтий [48]. Получените резултати са показани на фиг.9. Максималното сечение за образуване на откатни ядра в резултат на изпарение на един неутрон ($1n$ -канал) е получено при енергии на снопа значително по-малки, отколкото енергиите предсказани от модела на Bass. Големината на бариера на сливане, определена по този модел се оказ-



Фигура 8: Вероятността за сливане $P_{CN}(E^*, l=0)$ на тежки ядра с ядрото мишена ^{208}Pb . С кръгчета са обозначени експерименталните стойности на P_{CN} за реакцията на сливане $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$. Със стрелки са показани енергиите на възбуждане на съставни ядра, получени при енергии равни на енергиите на Бас в съответните реакции.

ва твърде висока, поради което получените сечения не могат да се обяснят с бариерно тунелиране. За по-ниския бариер на сливане влияние може да оказват редица процеси, най-важните от които са предаване на нуклони и възбуждане на вибрационни степени на свобода [49, 50, 51, 52]



Фигура 9: Измерените в експерименти на установката SHIP функции на възбуждане за четните елементи (от ръдърфордий до елемента 112), получени в реакции на ^{208}Pb с тежки йони (от ^{50}Ti до ^{70}Zn). За сравнение са приведени функциите на възбуждане за елемента 114, получен в реакцията $^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu}$. Със стрелки са означени съответните енергии на Бас.

2.7 Реакции на сливане с ^{48}Ca

През 1970г. Флоров предлага за придвижване в областта на свръхтежките елементи да се използват реакции, в които мишени от тежките изотопи на актинидите — ^{244}Pu и ^{248}Cm се облъчват с йони на ^{48}Ca [53]. Ядрото на ^{48}Ca , подобно на ^{208}Pb е двойно магично, което води до намаляване на енергията на възбуждане на съставното ядро, макар и не така силно, както при използване на оловна мишена. При стълкновения с енергии близки до потенциалния бариер енергията на възбуждане на съставното ядро е приблизително 30 MeV, и за получаване на ядра на новия елемент е достатъчно да се изпарят 3-4 нейтрона. Това е по-малко, отколкото в реакциите на горещо сливане, затова реакциите с ^{48}Ca понякога се наричат реакции на топло сливане. В природния калций изотопа ^{48}Ca е едва 0.187% и неговото отделяне е твърде скъпо. Създаването на икономичен йонен източник, позволяващ получаването на достатъчно интензивен сноп ^{48}Ca е сериозен технологичен проблем който е решен в края на 90-те г[54].

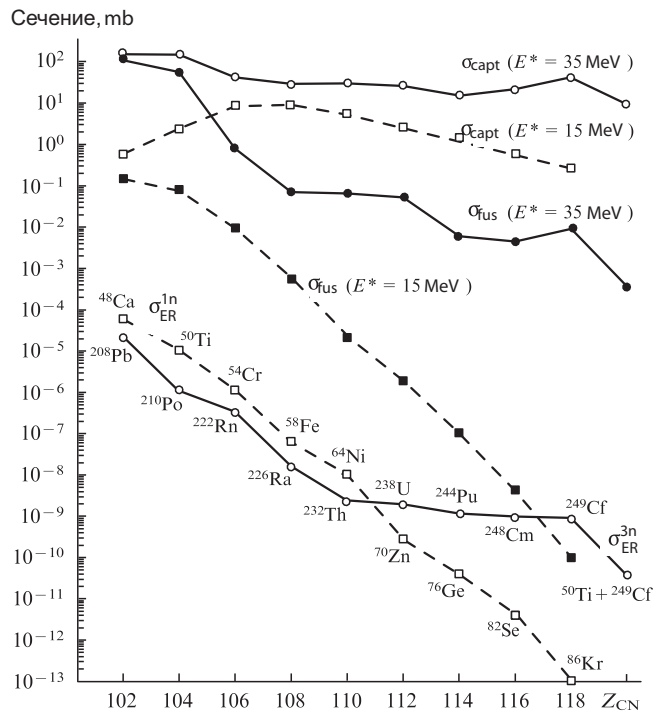
Реакциите на сливане на ^{48}Ca с актинидните мишени води до по-неутронно-обогатени СТ-ядра в сравнение с реакции на студен синтез. Времето на живот на синтезираните ядра е на порядъци по-голямо. Така например времето на живот на СТ-ядро $^{277}112$ получено в реакцията на студено сливане $^{70}\text{Zn}+^{208}\text{Pb}$ е ≈ 1 мс, докато $T_{1/2}(^{285}112) \approx 34$ с

(признак за близостта на острова на стабилност). Като цяло ядрата синтезирани в реакции на топло сливане имат висока бариера на делене и малки енергии за отделяне на неутрони, което им дава шанс да оцелеят при охлаждащото каскадно излъчване на неутрони. Но по-малката енергия на свързване на актинидите води до по-голяма енергия на възбуждане на съставното ядро, както споменахме по-горе за повечето комбинации енергията на възбуждане надхвърля 30 MeV и е необходимо излъчването на минимум 3 неутрона, за да се охлади СТ-ядро. Вероятността за оцеляване на съставното ядро, образувано в реакции на топло сливане (3n или 4n изпарителни канали), е много по-малка от вероятността при студени реакции (1n изпарителен канал):

$$P_{3n}^{hot}(E^* \approx 35) \ll P_{1n}^{cold}(E^* \approx 15). \quad (21)$$

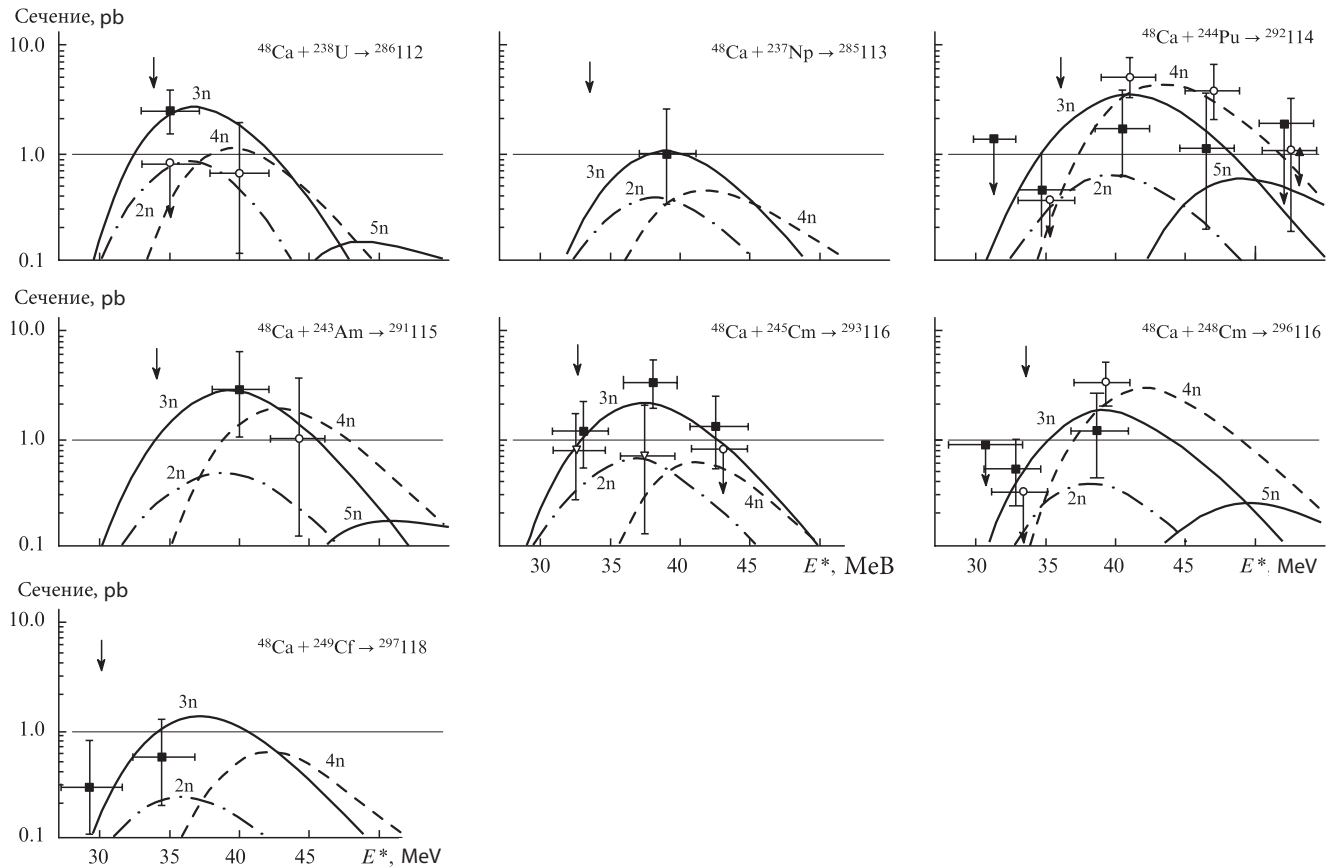
От друга страна, за по-асиметричната топла комбинация на сблъскващи се ядра имаме по-голяма вероятност за сливане (образуване на съставно ядро) отколкото за комбинацията при студено сливане, водеща до получаването на същия елемент.

За студени комбинации на сблъскващи се ядра вероятността за сливане бързо намалява с увеличаване на заряда на налитания йон и въпреки необходимостта от излъчване на само един неутрон, сечението за добив на изпарителен остатък за $Z_{CN} \geq 112$ е по-малко отколкото в по-асиметричните по маса топли реакции фиг.10.



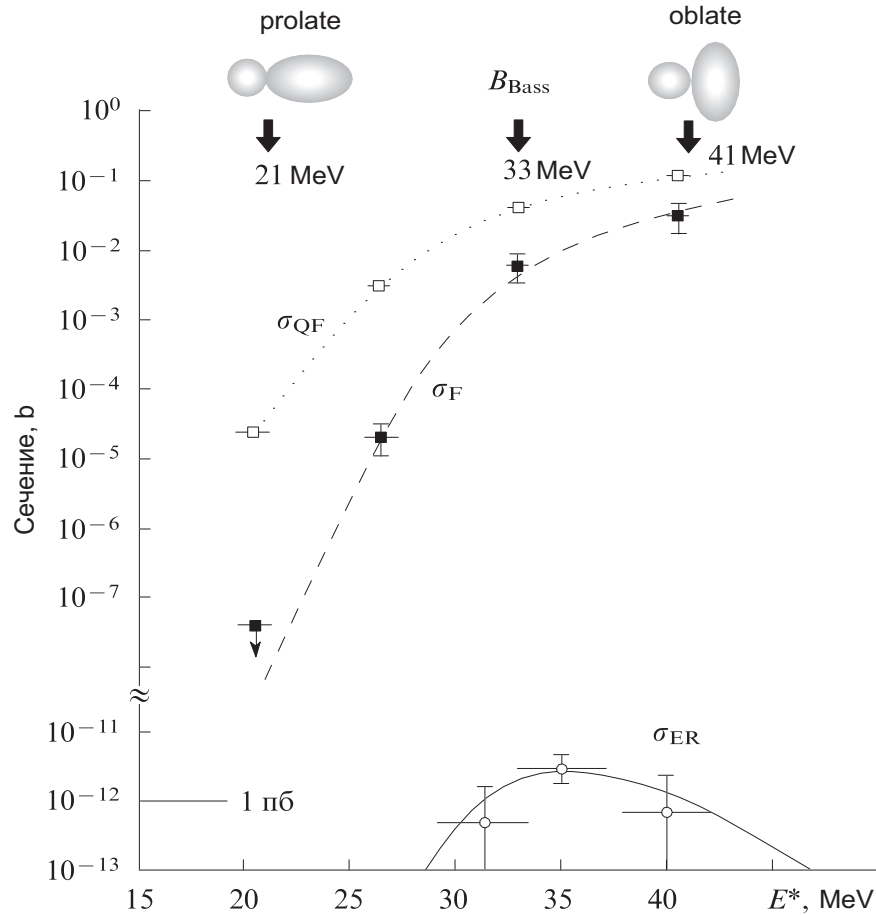
Фигура 10: Пресметнатите сечения за захват (σ_{capt}), сливане (σ_{fus}) и сечението за изпарителни остатъци (σ_{ER}) в реакции на студен синтез с ^{208}Pb (квадрати свързани с прекъснатата линия указващи ядрата-снаряди) и топъл синтез с ^{48}Ca (кръгчета съединени с непрекъснатата крива указващи ядрата-мишени) сеченията са изчислени за енергии на налиташите йони, съответстващи на енергия на възбуждане на съставното ядро 15 MeV (студен синтез, 1n канал) и 35 MeV (топъл синтез, 3n канал).

Данните за сеченията за синтез на СТ-елементи в реакции с ^{48}Ca , получени в експериментите [55, 56, 57, 58], добре се съгласуват с теоретичните предсказания [59, 60], съответните графики са показани на фиг.11. За разлика от студеното сливане, сеченията за изпарителните остатъци в тези реакции достигат максимум за енергии леко превишаващи енергията на Бас за съответната комбинация на ядрата [57]. Тези наблюдения може да се обяснят с това, че всички ядра на актинидите са силно деформирани в основно състояние, а ефектът на ориентация играе важна роля в процеса на сливане на статично деформирани ядра [40, 59]. В отличие от вероятността за захват (контакт), вероятността за сливане (образуване на съставно ядро) силно намалява за "prolate" ориентация (за която кулоновата енергия е минимална, т.е. вероятността за контакт максимална) [40]. В резултат, в реакции на топло сливане с деформирани актинидни мишени оптималната енергия в система на центъра на масите се измества с няколко MeV по-нагоре доближавайки се до кулоновия бариер на две ядра ориентирани "oblate" (оптимална конфигурация за последващо образуване на съставно ядро в конкуренция с квазиделението) фиг.12.



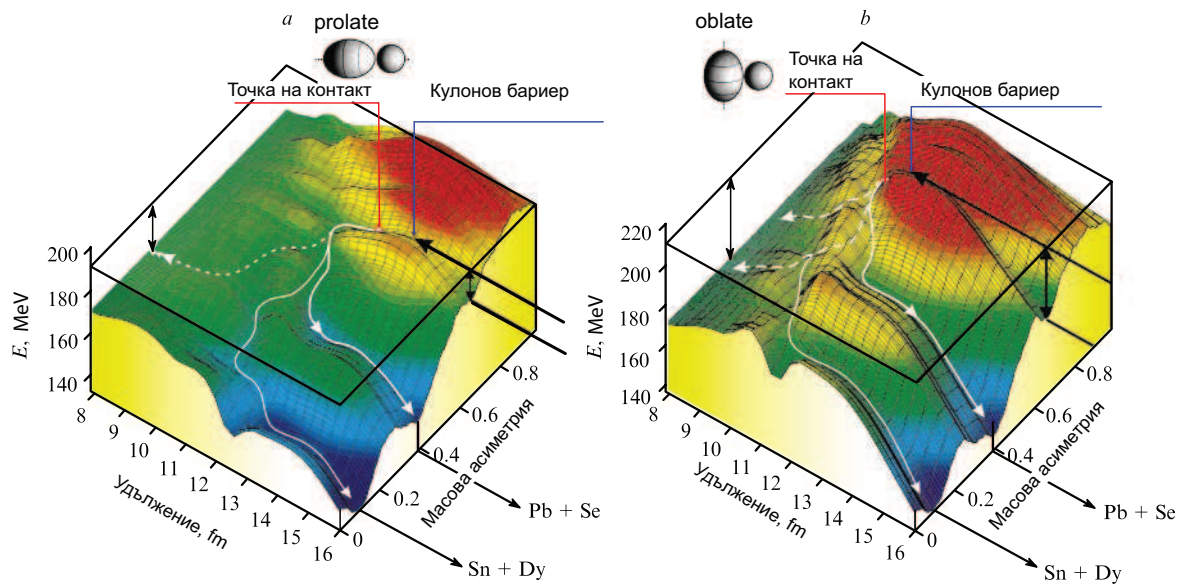
Фигура 11: Предсказаните теоретично [59, 60] и експериментално [55, 56, 57, 58] сечения за добив на изпарителни остатъци в реакции на сливане с ^{48}Ca , съответните енергии на Бас са указани със стрелки

Реакциите на сливане на ^{48}Ca с деформирани ядра мишени от актинидите, може да се представят в терминологията на драйвинг-потенциала. На фиг.13 са построени по-



Фигура 12: Сеченията като функции на енергията на възбуждане за квазиделене (σ_{QF}), делене (σ_F), и изпарителни остатъци (σ_{ER}) за реакцията $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ [57].

тенциалните повърхности за две ориентации на статично деформираното ядро на ^{248}Sm , сливащо се с ^{48}Ca . Правоъгълната плоскост (отгоре) съответства на пълната енергия. И в двата случая енергията на частиците се избира така, че в контактната конфигурация кинетичната енергия на центъра на масите да е нула. Разстоянието от тази плоскост до потенциалната повърхност ни дава кинетичната енергия на системата във входния канал (до контакта) или вътрешната енергия на възбуждане на системата (след контакта). Долините на потенциалната повърхност се явяват следствие на shell модела за участниците в реакцията. След контакта изменението на положението в плоскостта на пълната енергия става под влияние на структурата на повърхността на потенциалната енергия. Движението над долините е приоритетно заради преобразуването на потенциалната енергия в кинетична, това води до ресепарация с преобладаващо присъствие на двойно магичното ядро на ^{208}Pb . В случая на удължена комбинация (a) вероятността за ресепарация е по-голяма заради по дългия път от контакта до съставното ядро, затова сечението за сливане е значително по-малко отколкото за по-компактната конфигурация (b), въпреки, че енергията на възбуждане на съставното ядро ще е доста по-ниска [61].



Фигура 13: Драйвинг потенциала за ядрената система формирана в реакцията $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$, тук са показани двата случая на взаимодействие в зависимост от ориентацията на ^{248}Cm (отляво "prolate", отдясно "oblate") Кривите линии със стрелки показват траекториите на квазиделене (по продължение на които се образуват магичните ядра на олово и калай) и образуване на съставно ядро.

3 Елементи от теорията на делене на ядрата

3.1 Уводни бележки

С течение на времето, в най-разнородни експерименти, изследващи процеса на делене на ядрата, е натрупан голям обем от данни. При опитите за систематика и теоретично обяснение на получената информация, се проявява сложният характер на този процес, свързан със силно изменение на формата, коренна преустройство на нуклонните конфигурации, нееднократно преразпределение на енергията на възбуденото ядро между нейните различни видове (вибрационна, топлинна и др.) Сложността и многообразието на процеса на делене са причина досега да не е създадена последователна теория, която да описва от единна гледна точка всички негови страни. Вместо това се използват моделни представяния, когато за описание се избира някакво макроскопическо явление, имащо общи черти с изучаваното. Впрочем това е характерно за ядрената теория — има модели, а не единна теория.

Тъй като фрагментите се явяват основни крайни продукти от реакцията на делене на ядрата, всички изследвания на деленето са свързани или с регистрацията и спектрометрията на самите фрагменти, или с изпусканите от тях радиоактивни излъчвания. За пълното разбиране на процеса на делене и създаване на съответната теория е необходимо едновременно във всеки акт на делене да се регистрират всички характеристики на дадения процес (маси, заряди, кинетични енергии, ъгливи разпределения, множественост на неутроните и γ -квантите, частиците при тройно делене).

Пълни и всестрани изследвания са направени за деленето на тежки ядра ($Z > 90$) при ниски енергии. Тук се включват спонтанното делене, деленето под действие на топлинни и бързи неутрони, γ -кванти, нискоенергийни заредени частици. Деленето на тежки ядра при ниски енергии е процес, при който изходното ядро се разцепва предимно на два фрагмента. Образоващите се фрагменти като правило са силно възбудени и изпускат последователно мигновени неутрони и γ -кванти при деленето. Голяма част от фрагментите след мигновената емисия се оказват с излишък на неутрони, поради което изпитват серия, средно $3 \div 5$ последователни β -разпади. При това масата на тежкия фрагмент остава приблизително постоянна в областта 140 а.е.м. за дялящи се ядра от ^{229}Th до ^{257}Fm , а отношението на масите за тежкия и лекия фрагмент се изменят от $m_H/m_L \approx 1,5$ до 1,2 [62]. В неголям брой от случаите в момента на делене на ядрото на два фрагмента като трета частица може да излети както неутрон ($\sim 10 \div 15$ % [63, 64]), така и произволна заредена частица (от тритий до аргон $\simeq 2 \cdot 10^{-4}\%$ и $\simeq 1,5 \cdot 10^{-10}\%$ съответно [65]). Съществуват също експериментални данни, които показват, че с вероятност $(1 \pm 0,3) \cdot 10^{-6}$ събития/делене е възможно деленето на ядрото на четири части [66].

Реакции при средни енергии условно може да се дефинират в интервала от няколко мегаелектронволта до 50 MeV. В този интервал образуването на съставно ядро е основният механизъм за осъществяване на ядрената реакция. Енергията на възбуждане на ядрото, получена в реакцията на сливане, непрекъснато се преразпределя между всички негови степени на свобода и накрая се освобождава с изпарение на частици, делене на ядрото или изпускане на γ -кванти. В случай на тежки ядра, вероятността за изпускане на заредени частици може да се пренебрегне. Охлаждането на ядрото протича основно като конкуренция между излъчване на неутрони и делене. Масовото разпределение с два максимума, наблюдавано при ниски енергии отстъпва място на широко масово разпре-

деление с един максимум. Това става при енергии около 20 MeV за деутроните и 40 MeV за хелиевите йони.

При енергии на налитащите частици от няколкостотин MeV и повече се изменя характера на тяхното взаимодействие с ядрата. Преобладаващо става нуклон-нуклонното взаимодействие. С голяма вероятност се образуват π -мезони. Всичко това може да доведе до концентриране на големи енергии в сравнително малки участъци на ядрото. При тези условия се появяват нови процеси, конкуриращи се с деленето: излитане от ядрото на бързи нуклони и π -мезони, отнасящи голяма част от енергията на бомбардиращата частица; изпускане на фрагменти ядрена материя в широк диапазон на масовите числа.

Деленето на ядрата при реакции с тежки йони се характеризира с множество особености. Типичното за тези реакции е високата енергия на възбуждане на съставното ядро, която се достига при поглъщането на голям брой нуклони със сравнително малка енергия (~ 10 MeV). При сливане на две масивни ядра се получава аномално съотношение на протони и неутрони в сравнение със стабилните изотопи, притежаващи същите масови числа. Формират се ядра със значителен дефицит на неутрони, което позволява изучаване на свойствата на ядрата от техния изотопичен спин. Именно в реакции на пълно сливане за първи път се наблюдават нови видове радиоактивни разпади, предизвикани от големия дефицит на неутрони: закъсняващо делене, изпускане на закъсняващи протони, емисия на протони от основното състояние. Друга особеност се явява големият, внесен в ядрото ъглов момент, достигащ до $100\hbar$. Характерът на взаимодействието на бомбардиращият тежък йон с ядрото и самият процес на делене се определят от големината на този момент. При малки стойности на момента ($l \leq 40\hbar$) се образува обикновено съставно ядро което може да изпита делене по типичната схема. При увеличаване на ъгловия момент характерът на процеса на делене се изменя. В работа [67] е показано, че бариерът на делене намалява с нарастването на момента и при определени стойности се доближава до нула, което води до практически мигновено разделяне на съставното ядро на два фрагмента. Това така наречено бързо делене [68] се изпълнява за $l=40 \div 60\hbar$. По нататъшното увеличаване на момента води до това, че голямата центробежна сила на отблъскване заедно с кулоновата бариера препятстват образуването на съставно ядро. В интервала $l = 60 \div 80\hbar$ преобладават реакциите на дълбоко-нееластично разсейване [69]. В тези реакции ядрото взаимодейства с йона за много кратко време ($\approx 5 \cdot 10^{-21}$ s), като между тях протича обмен на нуклони основно от тежкото ядро, за което енергията на свързване на нуклоните е по-малка. Кинетичната енергия на йона преминава напълно в енергия на възбуждане на остатъчното ядро. В резултат, остатъчното ядро има голяма енергия на възбуждане и момент, т.е. с голяма вероятност може да изпита делене.

Освен деленето на два фрагмента по принцип е възможно деленето на три и повече сравними по маса фрагменти. Така например, при спонтанното делене на ^{238}U енергетично по-изгодно е деленето на три равни по маса фрагменти (отделя се 220 MeV) в сравнение с обикновеното бинарно делене (200 MeV). Но колективното движение на нуклоните в ядрото способства за много по-вероятното бинарно делене. Досега не е наблюдавано делене на три сравними по маса фрагменти за ниски енергии на възбуждане (спонтанно делене или делене от топлинни неутрони).

Възможен механизъм за получаване на тройно делене има при взаимодействие на йони с най-тежките ядра. Образоващото се след поглъщането ядро с масово число $A > 250$ и висока енергия на възбуждане с голяма вероятност изпитва делене със силно асимет-

рично разпределение на масите: за единия от фрагментите $A \approx 180 \div 200$, а за другия $A \approx 50 \div 70$. Тъй като по-голямата част от енергията на възбуждане остава в по-тежкия фрагмент, то той също може да изпита делене. За йони с $A > 100$ този процес е преобладаващ. В пределния случай за най-тежки йони и мишени, например в реакцията $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ става делене на четири фрагмента. В реакции $\text{U} + \text{U}$ при енергии около 2 GeV се наблюдават събития на делене на 5 фрагмента. Кинематичният анализ на тези експерименти потвърждава [70] т. нар. механизъм на каскадно делене, за първи път предложен и детайлно обяснен в работа [71]. Тройно и многофрагментно делене на тежки съставни ядра, получени в реакции с тежки йони, е представено в работи [72, 73]

3.2 Повърхност на потенциалната енергия

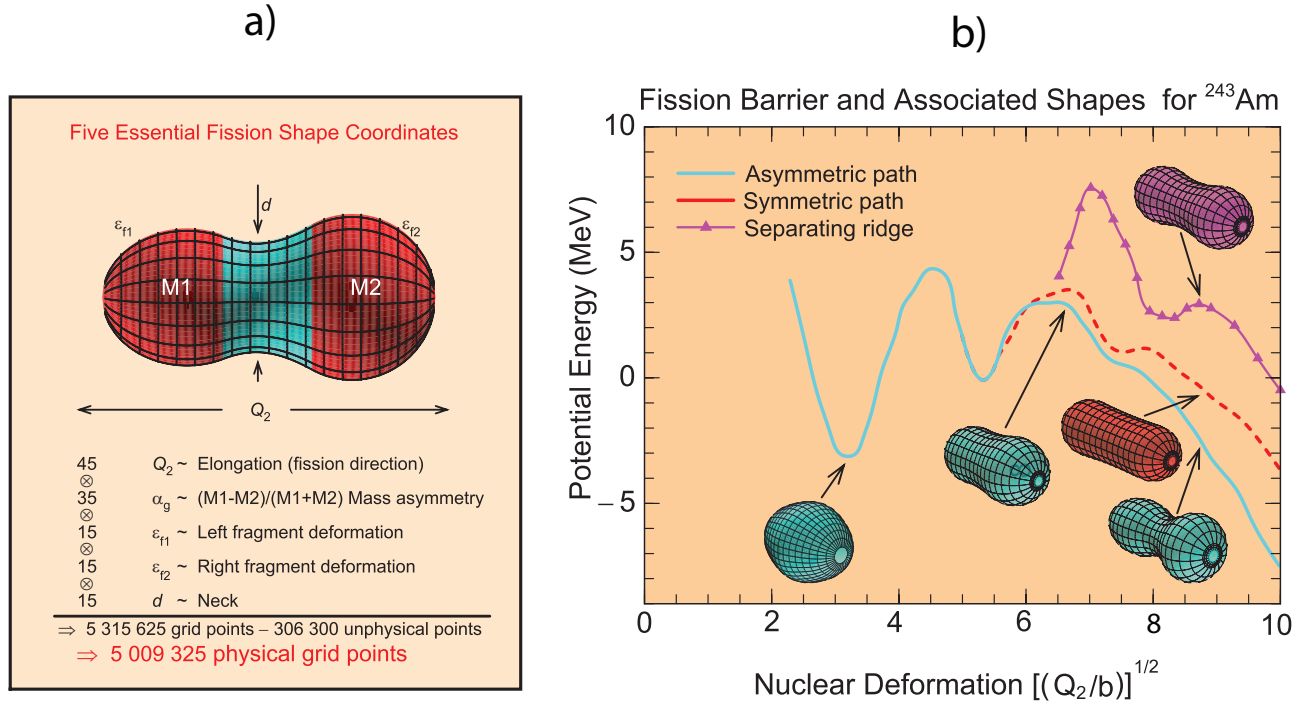
Формата на делящото се ядро може да се представи чрез няколко деформационни параметри ($\{\beta\} = \beta_1, \beta_2, \beta_3, \dots, \beta_n$), които зависят от типа на използваната параметризация (фиг.14, а). Повърхност на потенциалната енергия $V_{pot}(\{\beta\})$ се нарича потенциалната енергия на системата, определена в пространството на n -те параметри на деформация и представена в $(n+1)$ -мерното пространство.

Еволюцията на делящото се ядро може да се разгледа като движение на точка върху n -мерната повърхност на потенциалната енергия на деформация. За да претърпи делене, ядрото, първоначално притежаващо приблизително сферична форма, трябва да се удължи, да придобие гирообразна форма и накрая в точката на делене да се раздели на два фрагмента. Тези начални и крайни състояния са разделени от потенциален бариер. При малки деформации ядрото се връща в изходно състояние, а започвайки от някаква (седлова) точка продължава да изменя формата си дотогава, докато не се раздели на два фрагмента фиг.14, б. Малката дължина на вълната на дьо-Бройл за тежките фрагменти позволява разглеждането на процеса като почти класически, поради което вероятността за тунелен преход през бариера е твърде малка. Това обуславя и големите периоди на полуразпад относно спонтанното делене, наблюдавано в природата. Масовата асиметрия на фрагментите се определя от седловите точки, хребетите и долините върху повърхността на потенциалната енергия които се появяват след изомерните минимума.

В зависимост от предпоставките, които се използват, методите за изчисляване на повърхността на потенциалната енергия може условно да се разделят на два типа: микроскопичен и хибриден.

В рамките на микроскопичния модел се предполага, че всеки нуклон се движи в потенциалното поле, създавано от всички други нуклони. Изхождайки от известния характер на взаимодействие на нуклоните, се решава уравнението на Шрьодингер за много частици в рамките на самосъгласувания подход на Хартри-Фок. Такова решение може да бъде получено или посредством задаването на реалистичен потенциал, който възпроизвежда данните по разсейване нуклон на нуклон или с въвеждане на ефективен потенциал, който възпроизвежда основните свойства на ядрената материя (масата и радиуса на ядрото в основно състояние, малката амплитуда на колективните вибрации и др.) Пресмятането с реалистичен потенциал среща известни изчислителни затруднения, затова при пресмятане на големи ядра се използва ефективен потенциал, като най-често се избира този на Skirm [74] и опростен Vautherin and Brink [75].

На този етап хибридният (макро-микроскопичен) подход, развит от Струтински [13],



Фигура 14: а) Интуитивна параметризация за формата на дялящото се ядро. В този случай имаме 5-мерна повърхност на потенциалната енергия. б) Едномерна повърхност на потенциалната енергия, указваща някои от основните свойства на пълната 5-мерна повърхност. Синята линия съответства на случая, в който ядрото изпитва асиметрично делене при своето движение върху 5-мерната повърхност. С червена шрихована линия е указано симетричното делене на ядрото. Крайните участъци на линиите (спускане от седловата точка към точката на делене) в многомерния случай преминават през ”долини” разделени от ”хребет” — лилава линия в едномерното представяне [76]

дава-най добри резултати при разчета на потенциално-енергийната повърхност за ядрени системи, състоящи се от голям брой нуклони. Тук $V_{pot}(\{\beta\})$ се представя като сума на макроскопическата енергия $V_{makro}(\{\beta\})$, която може да бъде изчислена въз основа на капковия модел [77], и малка поправка, $V_{mikro}(\{\beta\})$ отчитаща слоестата структура.

$$V_{pot}(\{\beta\}) = V_{makro}(\{\beta\}) + V_{mikro}(\{\beta\}) \quad (22)$$

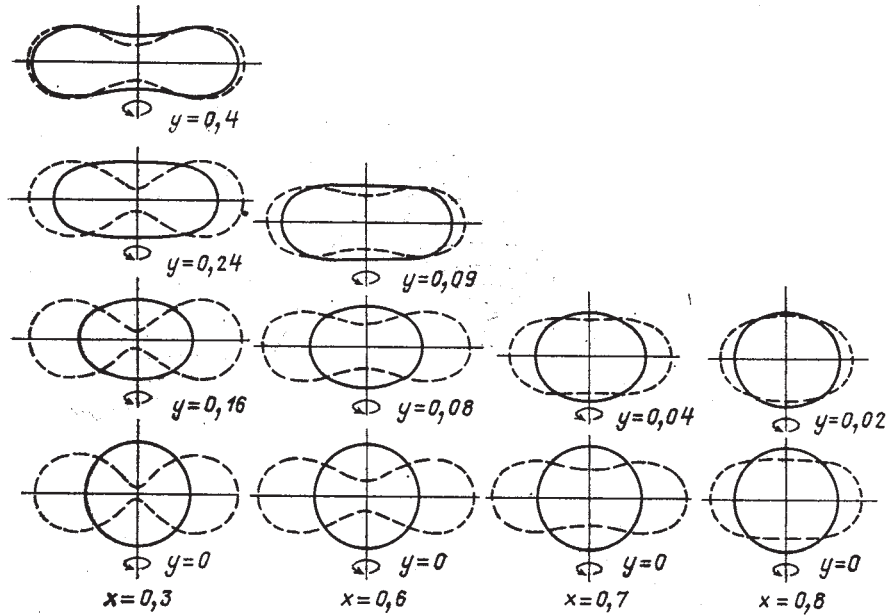
При високи температури, когато ефектите, дължащи се на слоестата структура, станат пренебрежими, може да се използва относително простия модел на заредена течна капка (МЗТК). В този модел ядрото се разглежда по аналогия с класическа заредена течна капка, която има рязко очертани граници. Повърхностната енергия (пропорционална на $A^{2/3}$) се стреми да придаде сферична форма на капката, докато кулоновата енергия (пропорционална на $Z^2/A^{1/3}$) се стреми да я разкъса. За качествено описание се въвежда параметър на делимост

$$x = E_C^0/2E_S^0 = [50, 883(1 - 1, 7826I^2)]^{-1} Z^2/A, \quad (23)$$

където E_C^0 и E_S^0 са кулоновата и повърхностната енергия на сферичната капка, а $I=(N-Z)/A$. При $x = 1$ бариерът на делене става нула и капката е абсолютно неустойчива към малки квадруполни деформации [8, 9].

На различни стойности на масовата асиметрия на делене съответстват различни бариери. При $x > 0.396$ най-ниският бариер отговаря за деленето на равни маси [78, 79], т.е. симетричното делене е доминиращо, което и се наблюдава на практика. При $x \leq 0.396$ (точка на Бусинаро-Галоне [80]) ядрата губят своята устойчивост спрямо колебания водещи до асиметрична форма на ядрото. При доближаване до точката на Бусинаро-Галоне трябва да се наблюдава широк равномерен спектър на масовото разпределение на фрагментите [81, 82].

Височината на бариера на делене E_f е разликата между енергията на седловата конфигурация и енергията на стабилната равновесна форма (сферична в разглеждания модел), и зависи само от x . Конфигурацията, която съответства на седловата точка, се явява сфера при $x = 1$ и с намаляването на x преминава последователно през конфигурациите, показани на фиг.15.



Фигура 15: Равновесните конфигурации (непрекъснати линии) и конфигурациите в седловата точка (щриховани линии), разчетени в модела на въртяща се течна капка (МВТК) за различни значения на x и y .

Както беше споменато в предишния раздел, при делене под действие на тежки йони се внася голям ъглов момент, снижаващ бариера на делене. Въртенето, подобно на кулоновото отблъскване, се стреми да разкъса ядрото, поради което МЗТК е неприложим в този случай. Бариерът на делене се определя като разлика на енергиите на въртящата се седлова и равновесна конфигурации. При предположение, че тези конфигурации не зависят от момента, за бариерът на делене се получава:

$$E_f(l) = E_f(0) + \frac{\hbar^2}{2I_{sad}}l(l+1) - \frac{\hbar^2}{2I_{eq}}l(l+1), \quad (24)$$

тук l е големината на ъгловия момент в единици \hbar , I_{sad} и I_{eq} - инерчните моменти за седловата и равновесната конфигурация. Тъй като $I_{sad} > I_{eq}$, то $E_f(l)$ намалява с нарастването на l . В класическата работа на Коен, Плазил и Святецки [67] е предложен модела на въртяща се течна капка (МВТК) с отчитане на ъгловия момент. За отчитане на влиянието на вързателното движение на ядрото се въвежда още един параметър на делимост:

$$Y = \frac{E_R^0}{E_C^0} = \frac{1,9249}{1 - 1,7826I^2} \frac{l^2}{A^{7/3}}, \quad (25)$$

където E_R^0 е енергията на въртене на сферично ядро с ъглов момент $l\hbar$

В МВТК повърхността на потенциалната енергия и височината на бариера на делене $E_f(l)$ зависят само от x и y . Равновесните конфигурации на въртящата се течна капка и конфигурациите в седловата точка са показани на фиг. 15 за различни x и y . При малки ъглови моменти равновесните конфигурации на капката наподобяват сплеснати сфероиди (форми на Хискес). При $x < 0,73$ [83] и y , превишаващ някакво критично значение y_1^{krit} , по-изгодни се оказват триосните приблизително елипсоидални конфигурации, въртящи се около най-малката ос. При по-нататъшно увеличаване на момента в областта $y > y_1^{krit}$ равновесните форми на капката се трансформират в аксиално-симетрични силно удължени конфигурации, въртящи се около ос перпендикулярна на остта на симетрия (форми на Беринджер-Нокс). Конфигурациите в седловата точка обикновено също са леко удължени и триосни; наричат се форми на Пик-Пичак. За стойности на $y = y_2^{krit}$, когато бариерът на делене се обръща в нула, равновесната и седловата конфигурации съвпадат. За $x > 0,73$ триосните конфигурации на Беринджер-Нокс винаги съответстват на по-висока енергия от тези на Хискес.

3.3 Конкуренция между деленето и изпускане на неутрони

В реакции с тежки йони образувалото се съставно ядро може да се разпадне по много канали, най-важните от които са емисията на леки частици (неутрони, протони или α - частици) и делене. Емисията на неутроните доминира над емисията на протоните и α - частиците, само ако съставното ядро не е неутронодефицитно (когато енергиите на свързване на неутроните са необичайно високи, а енергиите на свързване на заредените частици малки). Гама-разпадът става осезаем едва когато енергията на възбуждане спадне до енергията на свързване на неутрона B_n . За описание на разпада на възбудено съставно ядро обикновено се използват статистически модели, като тези на Хаузер-Фешбах [84] и преходното състояние [85]. При изчисляване на относителните скорости на разпад за различните канали и съответните сечения, на практика се използват готови програмни продукти някои от които са: GEMINI, PACE, NIVAP, LISE и EMPIRE.

Сечението за делене на възбудено ядро може да се представи в следния вид

$$\sigma_f = \sigma_0 P_f(E^*), \quad (26)$$

където σ_0 е сечението за образуване на ядро с енергия на възбуждане E^* ; $P_f(E^*)$ — вероятност за делене на ядрото

$$P_f(E^*) = \Gamma_f / \Sigma \Gamma_i. \quad (27)$$

Тук Γ_f е ширина за делене; Γ_i — приведената ширина за различните канали за разпад на възбуденото ядро (емисия на γ -кванти, неутрони и др.) При енергии на възбуждане по-ниски от бариера на делене ширината за делене се дава от израза

$$\Gamma_f = D \exp[-2\pi(B_f - E^*)], \quad (28)$$

където $D(E^*)$ е средното разстояние между нивата; B_f — височината на бариера на делене.

При енергии на възбуждане, по-високи от бариера на делене ($E^* > B_f$) ширината за делене има вида

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi \rho(E^*)} \int_0^{E^* - B_f} \rho^*(E^* - B_f - \varepsilon) d\varepsilon \quad (29)$$

където $\rho(E^*)$ е плътността на нивата на възбуденото ядро до деленето; $\rho^*(E^* - B_f - \varepsilon)$ — плътност на нивата на силно деформираното ядро в седловата точка; B_f — праг на делене; E^* — енергията на възбуждане на ядрото.

При енергии на възбуждане с няколко MeV по-високи от енергията на свързване на неутрона може да се пренебрегне емисията на γ -кванти от възбуденото ядро. За тежки ядра също така е малка вероятността за емисия на заредени частици. Затова основен конкурент се с деленето процес е емисията на неутрон. Вероятността за делене се определя от отношението на ширините за делене и за излъчване на неутрон (Γ_n)

$$P_f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f} \quad (30)$$

Вайскопф [86] получава формула за ширините за изпускане на различни частици, прилагайки статистически методи за изследване на ядрени процеси. Вероятността за изпускане на неутрони се дава от следната формула

$$\Gamma_n = \hbar \int_0^{E^* - B_n} W_\varepsilon(\varepsilon) d\varepsilon \quad (31)$$

където

$$W_\varepsilon(\varepsilon) d\varepsilon = \sigma(E^*, \varepsilon) g m \varepsilon \left(\frac{1}{\pi^2 \hbar^3} \right) [\rho(E^* - B_n - \varepsilon) / \rho(E^*)] d\varepsilon. \quad (32)$$

Тук E^* е енергията на възбуждане на първоначалното ядро; B_n — енергията на свързване на неутрона; $\sigma(E^*, \varepsilon)$ — напречното сечение за обратната реакция, т.е. образуване на първоначално съставно ядро с енергия на възбуждане E^* при взаимодействие с неутрона, притежаващ енергия ε , с остатъчното ядро [с енергия на възбуждане ($E^* - B_n - \varepsilon$)]; g — статистическо тегло на спиновите състояния, равно на 2 за неутрони; m — масата на неутрона; $\rho(E^* - B_n - \varepsilon)$ е плътността на нивата на остатъчното ядро, образуващо се след изпускане на неутрон.

Напречното сечение може да се изрази чрез емпиричната формула, получена от Достровски [87]

$$[\sigma(\varepsilon)/\pi R^2] = \alpha[1 + (\beta/\varepsilon)] \quad (33)$$

където α и β са константи, определени от опита.

Стойностите за Γ_n и Γ_f обикновено се пресмятат при някои предположения за зависимостта на плътността на нивата от енергията на възбуждане, основавайки се при това на моделни представяния [88]. В модела на Ферми-газ изражението за отношението Γ_n/Γ_f има вида:

$$\Gamma_n/\Gamma_f = \exp 2[\sqrt{a_f(E^* - B'_f)} - \sqrt{a_n(E^* - B'_n)}] \quad (34)$$

Тук B'_f и B'_n са ефективните стойности на бариера на делене и енергията на свързване на неутрона, отчитащи четно-нечетните различия за плътността на нивата; параметрите на плътността на нивата a_f и a_n отговарят на дялящото се ядро в седловата точка и остатъчното ядро, образуващо се в резултат на емисия на неутрон. Обикновено $a_f = (1, 1-1, 2)a_n$.

В модели с постоянна температура T при ниски енергии на възбуждане се използва по-простата формула:

$$\Gamma_n/\Gamma_f = \frac{TA^{2/3}}{10} \exp\left(\frac{B'_f - B'_n}{T}\right) \quad (35)$$

от която се вижда, че отношението Γ_n/Γ_f не зависи от енергията на възбуждане, а от разликата на бариера на делене и енергията на свързване на неутрона. Експериментално се наблюдава по-сложна зависимост от енергията на възбуждане, което се обяснява с намаляване на ефектите на слоестите поправки с нарастване на енергията на възбуждане.

3.4 Спонтанно делене

Спонтанното делене се явява един от начините за делене на тежки ядра (със $Z \geq 92$). Неговата поява е свързана с квантовомеханичния ефект на преминаване на фрагментите през потенциалния бариер, предсказан от Бор и Уилър [8] и експериментално потвърден от Флоров и Петржак [7]. Вероятността λ за това преминаване е равна на

$$\lambda = \nu \exp\left\{-\frac{2}{\hbar} \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} (2B(\epsilon)[V(\epsilon) - E])^{1/2} d\epsilon\right\} \quad (36)$$

където ν е честотата на колебанията на ядрената повърхност; $V(\epsilon) - E$ е потенциалната енергия относно основното състояние; $B(\epsilon)$ — масов параметър; ϵ_1 — стойността на параметъра ϵ в положение на равновесие, ϵ_2 — стойността му в точката "излизане от бариера".

Константите на разпад са величини, постоянни за даден радиоактивен изотоп: период на полуразпад ($T_{1/2}$), постоянната на разпад λ , средната продължителност на живот τ . Между тези константи съществува следната зависимост

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{0.693}{T_{1/2}}, \quad (37)$$

която се получава от закона за радиоактивния разпад, съгласно който броят разпади dN , станали за време dt , е пропорционален на броя атоми в образеца

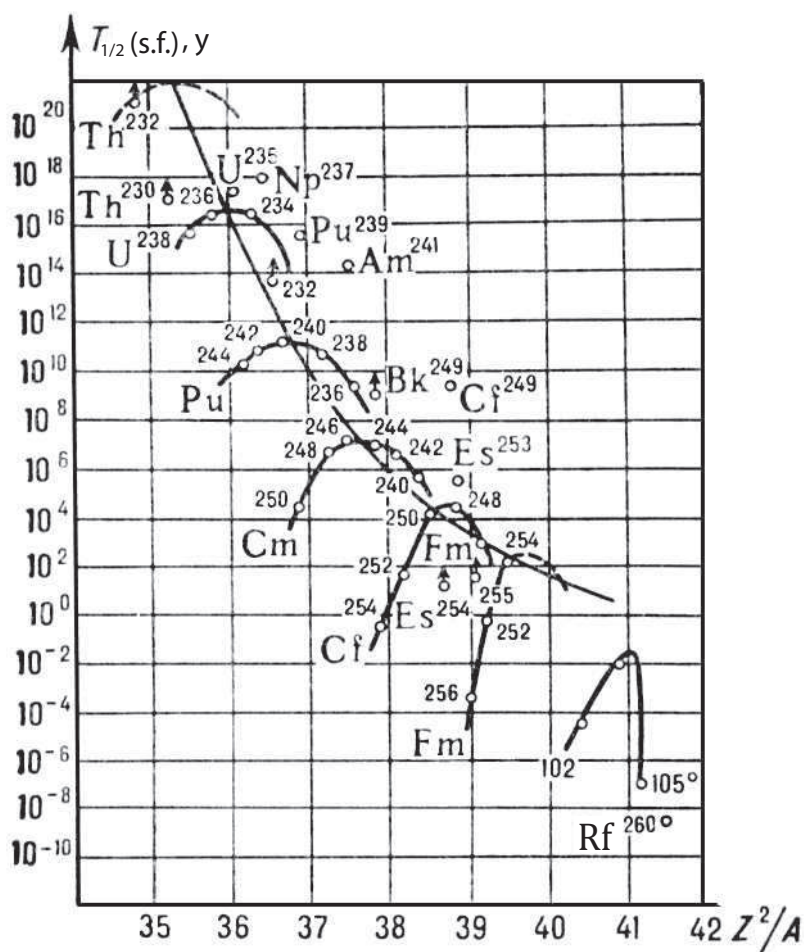
$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (38)$$

За честотата ν обикновено се взема честотата на нулевите колебания ($\approx 3 \cdot 10^{20} s^{-1}$). Формата на бариера се апроксимира с парабола с кривина $\hbar\omega$, където ω се изчислява от уравнение (13). Периодът на полуразпад може да се изрази по следния начин (в секунди)

$$T_{1/2} = 3 \cdot 10^{-21} \exp\left(-2\pi \frac{B_f}{\hbar\omega}\right) \quad (39)$$

тук B_f е височината на бариера на делене. Ако потенциалният бариер има по-сложна форма, то тогава се апроксимира с две параболи. В този случай периодът на полуразпад е сума от две експоненти всяка със собствени стойности на параметрите B_f и $\hbar\omega$.

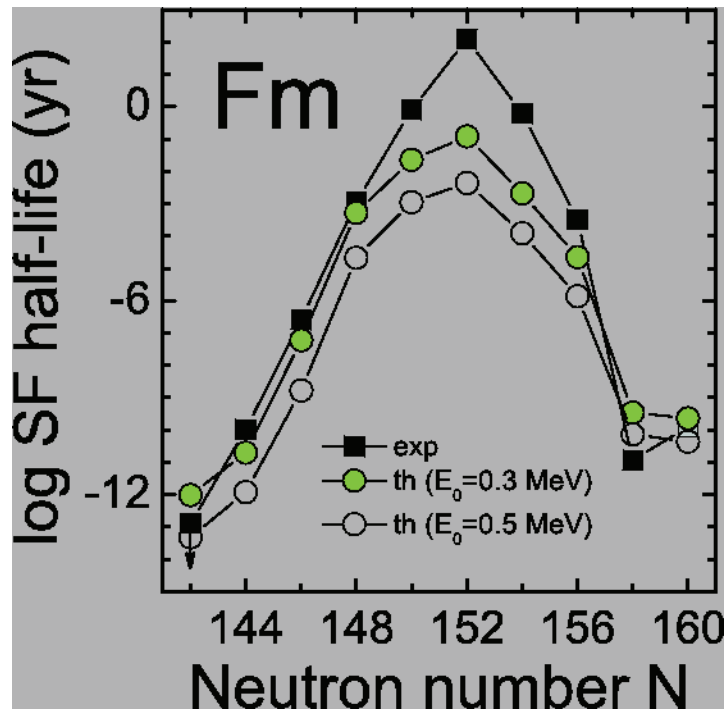
На фиг.16 е показано изменението на периодите на полуразпад от Z^2/A за спонтанно делящи се ядра в диапазона на атомните номера $92 \div 110$.



Фигура 16: Зависимост на периода на полуразпад от $\frac{Z^2}{A}$

В интервала $Z = 92 \div 102$ $T_{1/2}(s.f)$ рязко намалява, след което спадът се забавя. От ръдърфордий ($Z=104$) до 110-ти елемент стойностите за $T_{1/2}(s.f)$ се менят слабо и приемат стойности части от секундата. Според капковия модел бариерът на делене трябва да изчезне за $Z=108-110$, в този случай характерът на спонтанното делене се определя главно от слоестите ефекти, т.е от структурата на ядрото (броя протони и неутрони).

За изотопите на един и същ елемент съществува зависимост на $T_{1/2}(s.f)$ от броя неутрони в ядрото. Особено силно тази зависимост се наблюдава за изотопите на Cf, Fm, No. Най-стабилни се оказват ядрата с $N=152$ (затворена деформирана обвивка), като периодите рязко намаляват за ядра с $N>152$ (фиг.17). За ядра с $Z \geq 104$, зависимостта на периода на полуразпад от броя неутрони става друга.

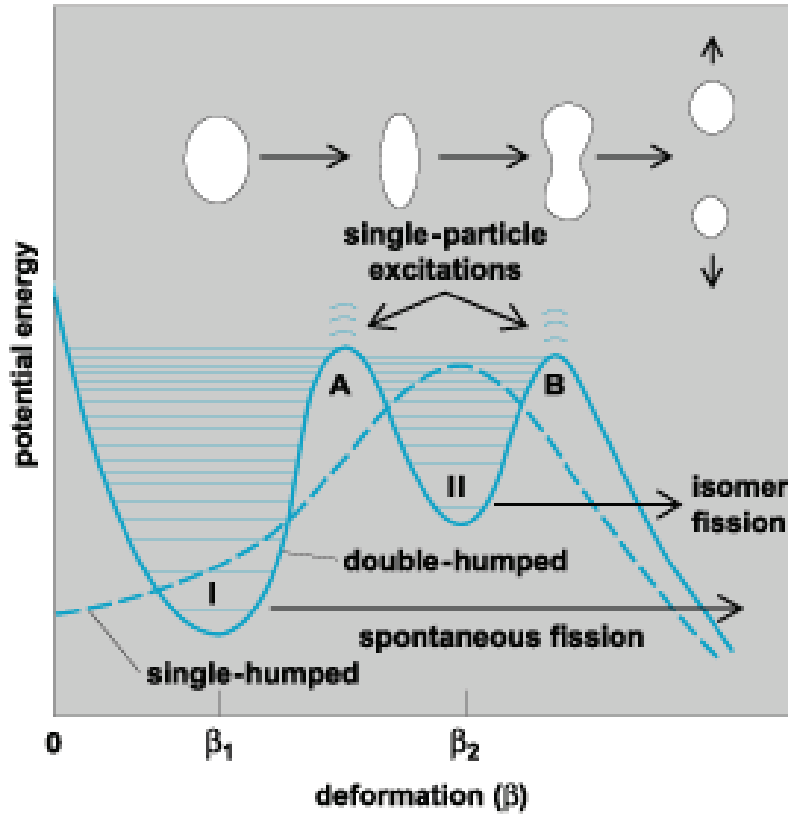


Фигура 17: Зависимост на периода на полуразпад за изотопите на Fm от броя неутрони. Черни квадратчета са получените експериментално стойности за $T_{1/2}(s.f)$ за изотопите на фермий в интервала $242 \leq A \leq 260$ [89, 90].

Изотопите с нечетен брой протони или неутрони имат по-големи периоди на полуразпад в сравнение със съседните четно-четни. Това наблюдение може да се характеризира с величината фактор на забрана, която се определя като отношение на периодите на полуразпад за нечетното ядро и ядрото с четен брой неутрони (или протони) на един по-малко. Значенията на фактора на забрана се движат в интервала $10^3 - 10^6$ и с увеличаване на Z намаляват. За нечетно-нечетни ядра факторът остава от същия порядък а не се удвоява.

Измерените експериментално бариери на делене на практика са едни и същи (0.2-0.3 MeV) за четни и нечетни ядра. Очевидно факторът на забрана може да се обясни със ширината на бариера, т.е. с кривината $\hbar\omega$. Наличието на несдвоен нуклон увеличава масовия фактор в уравнение (36), т.е. намалява прозрачността на бариера.

Наблюдаването на повишена вероятност за делене на ядрата от U до Wk се обяснява с формата на бариера на делене. Ядрото може да се намира в нисколежащите състояния на втория минимум (изомерни състояния). При прехода от изомерно състояние в точката на делене, ядрото преодолява само част от бариера (фиг.18).



Фигура 18: Зависимост на потенциалната енергия от деформацията. С непрекъснатата линия е показан бариерът, изчислен с отчитане на слоестите ефекти. В този случай потенциалната енергия има два максимума за разлика от кашковия модел (щрихованата крива) при който има само един максимум

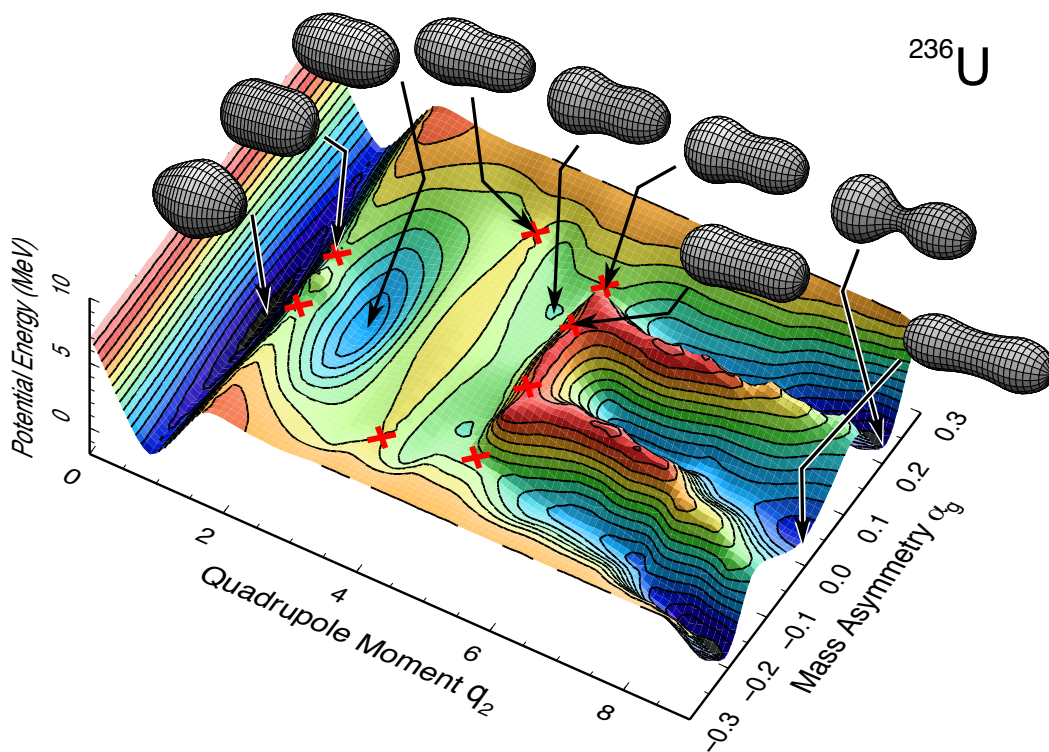
3.5 Фрагменти на делене

фрагментите на делене се формират при прехода на ядрото от седловата точка към точката на делене (фиг.19). Поради сложността на тази част от процеса на делене, досега няма окончателна теория, даваща количествени оценки за спектрите на фрагментите в широки области на Z , A и енергията на възбуждане. При експерименталните изследвания се наблюдава широк масов спектър на фрагментите, формата на който е в пряка зависимост от изброените по-горе величини. Различават се два крайни случая на тези разпределения:

- Симетрично разпределение с максимум при $A/2$. Симетрично разпределение се получава за всички ядра с енергия на възбуждане > 40 MeV, а за по-леките от радия ядра

— за всички енергии. Симетрично разпределение по маси се наблюдава също така при спонтанното делене на тежките ядра (^{258}Fm , ^{259}Fm , ^{259}Md , ^{258}No , ^{260}Rf)

• При асиметричното (U - образно) делене има два ясно изразени максимума съответно за леките и тежките фрагменти и неголям принос на симетричната компонента. То се наблюдава при делене на по-тежки от тория ядра при ниски енергии на възбуждане (с изключение на изброените по-горе случаи). За ядрата в междинните области или с умерени енергии (20-40 MeV) имаме суперпозиция на двата случая. Една от особеностите на асиметричното разпределение е тази, че положението на тежкия фрагмент остава непроменено в целия интервал за Z ($A \sim 140$), а масовото число на лекия фрагмент приема по-големи стойности с нарастването на Z. Причина за стабилното положение на тежкия фрагмент е неговият нуклонен състав: броят протони и неутрони са близки до магичните числа $Z=50$, $N=82$. На фиг.19 е показана повърхността на потенциалната енергия за ^{236}U . От нея се вижда, че при ниски енергии класическите траектории водят до асиметрични долини на делене. Долините които водят до симетрично делене, са отделени от асиметричните долини чрез "хребет", за преодоляването на който е необходима допълнителна енергия.



Фигура 19: Двумерна повърхност на потенциалната енергия за ^{236}U , показваща някои от основните свойства на пълната 5-мерна повърхност. С червени кръстчета са отбелязани някои седлови точки.

Преобладаването на асиметричното делене пред симетричното се изразява чрез термина "пик към падина" P/V, което се определя като отношение на пика на кривата на масовото разпределение към минимума, който съответства на симетричното делене. За-

белязва се тенденцията P/V да намалява с нарастване на Z и A на дялящото се ядро (при еднакви енергии на възбуждане).

Тъй като веднага след деленето от фрагментите се изпаряват неутрони, то трябва да се разграничат двете разпределения до и след излъчването на неутрони. При идентификация на крайните продукти на делене в експериментите се получава масовото разпределение след изпарението на неутрони. При измерване на кинематичните характеристики на двойките фрагменти се наблюдава първично масово разпределение, т.е. до излъчване на неутрони. Ширината на тези разпределения е практически еднаква, а средните стойности на масовите числа за всяка група фрагменти (лека и тежка) са изместени с броя излъчени неутрони.

При описание на масовите и зарядовите разпределения се различават два вида добиви:

- Независим добив (IY) - добив на нуклид с дадени Z и A , образуващ се непосредствено след делене на ядрото и изпарение от него на неутрони.

- Кумулативен добив (CY) - към независимия добив за даден нуклид се добавя приноса от всички β - разпади на предшестващите го нуклиди.

Зависимостта на дисперсията на масовото разпределение от енергията на възбуждане на дялящото се ядро се дава със следната приблизителна формула [62]:

$$\sigma_A^2 = k_A T, \quad (40)$$

където k_A е коефициент, T - температура на ядрото в седловата точка,

$$T = \sqrt{8(E^* - B_f)/A}. \quad (41)$$

Измерването на зарядовото разпределение е по-трудно и нееднозначно в сравнение с масовото разпределение. Образоващите се при деленето фрагменти са нестабилни и изпитват β -разпад с време на живот части от секундата. Масовото число на нуклида се запазва, но се променя зарядът му. В резултат на това зарядовото разпределение се изменя с всеки акт на β -разпад. Тъй като в това разпределение е отразен броят изотопи на всички елементи (стабилни), намиращи се в края на последователността от β -разпади, то за ядрата с четно Z имаме повишен изход.

Като правило, на фрагмент с дадено масово число съответстват няколко изобарни ядра, добивът (фракционно независим) за които се описва с гаусово разпределение [91]:

$$P(Z) = \frac{k}{\sqrt{2\pi}(\sigma + 1/12)} \exp\left\{-\frac{(Z - Z_p)^2}{2(\sigma + 1/12)^2}\right\}. \quad (42)$$

Тук Z_p , σ и k са параметрите на това разпределение (съответно най-вероятната стойност на заряда, дисперсията му и нормиращ множител). Слагаемото $1/12$, добавено към стандартното отклонение, показва дискретния характер на изменение на заряда, параметърът k определя повишения добив на фрагменти за четни Z и N и понижения за нечетни. Отделният принос на неутрони и протони се определя от следните равенства:

$$\begin{aligned} k &= \delta_Z \delta_N, \quad Z - \text{четно}, N - \text{четно}; \\ k &= \delta_Z / \delta_N, \quad Z - \text{четно}, N - \text{нечетно}; \\ k &= \delta_N / \delta_Z, \quad Z - \text{нечетно}, N - \text{четно}; \\ k &= 1 / \delta_Z \delta_N, \quad Z - \text{нечетно}, N - \text{нечетно}; \end{aligned}$$

При пресмятане на зарядовото разпределение на първичните фрагменти, т.е. веднага след делене на ядрото и емисията на неутрони, но преди β -разпада, като първо приближение се взима т.нар. неизкривено зарядово разпределение Z_{ucd} . При това разпределение се предполага, че плътността на заряда (отношението Z/A) във всеки от фрагментите е такава, каквата и в делящото се ядро:

$$\frac{Z_L}{A_L + \nu_L} = \frac{Z_H}{A_H + \nu_H} = \frac{Z_0}{A_0}, \quad (43)$$

където индексите L, H и 0 се отнасят за лекия и тежкия фрагмент и делящото се ядро; ν_L и ν_H - средният брой неутрони, изпуснати от лекия и тежкия фрагмент. За средния заряд на Z_{ucd} се получава:

$$Z_{ucd} = (A_i + \nu_i)Z_0/A_0. \quad (44)$$

Изчисленият от тези равенства среден заряд дава големи отклонения при ниски енергии от измерения опитно Z_P .

Изменението на средните заряди на фрагментите с дадено масово число A при делене на различни ядра може да се получи от емпиричното отношение [91]:

$$Z_P(A) = Z_P(^{235}\text{U}) + 1/2(Z_0 - 92) - 0,19(A_0 - \nu - 234,5), \quad (45)$$

където Z_0 , A_0 са масовото число и атомния номер на делящото се ядро, ν - средният брой неутрони, изпускан при делене на това ядро.

В момента на разделяне фрагментите имат неголяма кинетична енергия, не надминаваща 10-15 MeV. Нарастването на тази енергия до максимални стойности става под действието на кулоновата сила. При деленето се отделя енергия ~ 200 MeV, значителна част от която отнасят фрагментите $\sim 80\%$.

Стойностите за кинетичните енергии на фрагментите като правило се измерват след изпарението на неутроните. Средната сумарна кинетична енергия на двойката фрагменти с масови числа A_1 и A_2 до изпускане на неутрони E_K е свързана със измерената енергия E'_K с отношението [62]:

$$E_K = E'_K \left(1 + \frac{\nu_1 A_1}{A_0 A_2} + \frac{\nu_2 A_2}{A_0 A_1}\right). \quad (46)$$

Тук ν_1 и ν_2 са средният брой неутрони излъчени от всеки от фрагментите. За ядра, за които липсват експериментални данни за излъченият брой неутрони (основно със $Z < 88$ и $A < 226$ изпитващи симетрично делене), горната формула може да се опрости:

$$E_K = E'_K (1 + \nu/A_0), \quad (47)$$

Тук ν е средният брой неутрони, излъчен от двойката фрагменти. Ако за ν липсват експериментални данни, то може да се изчисли от енергията на възбуждане на фрагментите:

$$\nu = (Q - E_K - E_\gamma)/(\Sigma B_n + \Sigma E_n), \quad (48)$$

където Q е енергията, отделяща се при делене, E_K - кинетичната енергия на фрагментите, E_γ - енергия на мигновеното γ -излъчване при делене, E_n и B_n - кинетичната енергия и енергията на свързване на изпарените от фрагментите неутрони.

Различните двойки фрагменти получават различна кинетична енергия, това може да се види от формулата за кулоновата енергия E_C :

$$E_C = 1,44Z_1Z_2/d. \quad (49)$$

Тук Z_1 и Z_2 са зарядите на фрагментите, d - разстоянието между техните центрове в момента на делене, зависещо от масовите числа на фрагментите и тяхната форма:

$$d = 1.2\{A_1^{1/3}(1 + \beta_1) + A_2^{1/3}(1 + \beta_2) + \delta\}. \quad (50)$$

Тук β_1 и β_2 са квадруполните деформации на фрагментите.

В направените експерименти се наблюдават големи дисперсии за кинетичните енергии (E_1, E_2) на двойката фрагменти (с определени масови числа - A_1, A_2) и тяхната сума $E_K = E_1 + E_2$. Наблюдават се също различия за средните значения на енергиите при различни съотношения на масовите числа на фрагментите. Различията в кинетичните енергии на фрагментите налага разглеждането на усреднената сумарна енергия \bar{E}_K по всички двойки. Тя се изменя в широки граници (от 32,5 MeV за ^{44}Ti до 260 MeV за свръхтежките елементи), като нейната стойност може да бъде изчислена от следното приблизително съотношение [92]:

$$\bar{E}_K = (0,1189 \pm 0,0011)Z^2/A^{1/3} + (7,3 \pm 1,5). \quad (51)$$

Многобройните експерименти показват слаба зависимост на кинетичната енергия на фрагментите от енергията на възбуждане E^* на делящото се ядро. За ядра по-тежки от Th в интервала 5-20 MeV се наблюдава спад за средната сумарна кинетична енергия на фрагментите, като производната $d\bar{E}_K/dE^*$ приема стойности 0.1-0.3. За ядрата по-леки от Ra, за които е характерно симетричното масово разпределение, с увеличаване на енергията на възбуждане ($E^* > 30$ MeV) сумарната кинетична енергия нараства и $d\bar{E}_K/dE^* \approx 0.06 \div 0.12$.

3.6 Неутрони на делене (мигновени неутрони)

Като правило, получените при деленето фрагменти, са възбудени и се охлаждат по обичайните канали главно чрез излъчване на неутрони (мигновени неутрони). Времето за изпарение на неутрони е от порядъка $10^{-16} - 10^{-15}$ s и то е доста по-малко от необходимото време (10^{-12} s) фрагментите да се забавят даже във вещества с най-голяма плътност. Ето защо в ъгловото разпределение на неутроните се наблюдава силна анизотропия - предимно в направление на движение на фрагментите. За описание на спектъра се използва следният израз [62]:

$$N(E) = C\sqrt{E}exp(-E/T), \quad (52)$$

където C и T - са константи, зависещи от Z и A на делящото се ядро и енергията му на възбуждане. Константата T може да се разгледа като ефективна температура на фрагмента на делене, тя определя средната енергия на неутроните на делене.

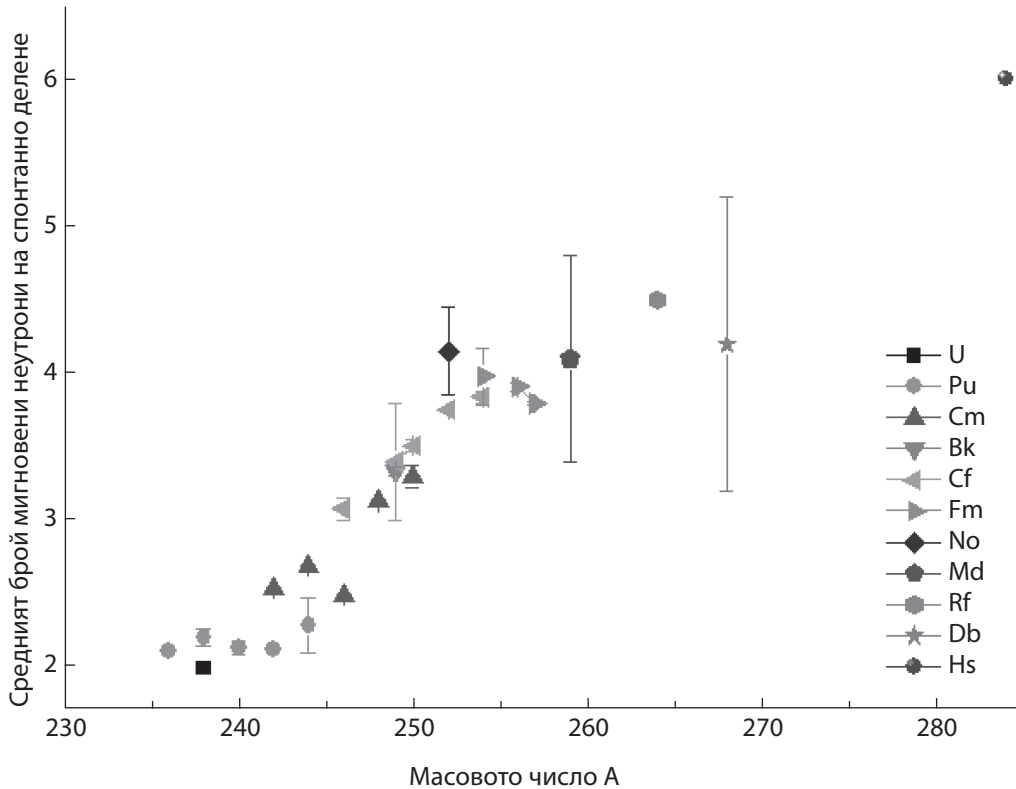
Основни характеристики на процеса на изпускане на неутрони при делене на ядрата са техният брой на акт делене $\bar{\nu}$, дисперсията за този брой σ_ν^2 и средната енергия $\bar{E}(n)$.

В предишния раздел бе отбелязано, че кинетичната енергия на фрагментите слабо зависи от енергията на възбуждане E^* на дялящото се ядро, при нейното нарастване почти цялата добавка преминава в енергия на възбуждане на фрагментите и следователно води до повишаване на броя мигновени неутрони. Тази зависимост се изразява със следното равенство:

$$\bar{\nu}(E^*) = \bar{\nu}_0 + \frac{d\nu}{dE^*} \Delta E^* \quad (53)$$

тук $\bar{\nu}_0$ е средният брой неутрони при начална енергия на възбуждане на дялящото се ядро.

В направените наблюдения за делене на ядра при ниски енергии е отчетена следната зависимост на средния брой изпуснати от отделния фрагмент неутрони от неговото масово число: максимум при $A=110\div 120$, минимум при $A=125\div 130$ и плавен растеж при $A>130$ [93]. Леките фрагменти изпускат средно 15-25% повече неутрони отколкото тежките. Зависимостта, която се наблюдава за средната кинетична енергия $\bar{E}(n)$ на мигновените неутрони е максимум за $A \sim 120$. На фиг.20 е показан средният брой мигновени неутрони при спонтанно делене за ядрата от U до Hs.



Фигура 20: Средният брой мигновени неутрони на спонтанно делене като функция на масата на ядрото. Значенията за Hs и Rf са теоретични.

4 Експериментални методи

4.1 Въведение

С течение на времето става ясно, че оптималният вариант за получаване на тежки елементи са реакциите на сливане-изпарение с използване на мишени от тежки елементи. При това се използва техника на сепарация на откатните ядра и тяхната идентификация след имплантация в позиционно-чувствителни детектори посредством веригата разпади, свързани с известните разпади на дъщерните ядра.

Повишение на точността на измерванията се достига с прилагане на рентгенови и γ -детектори, както и на детектори разположени около мишената. Чувствителността на in-beam спектроскопията значително нараства, ако тези детектори работят в режим на закъсняващи съвпадения с имплантираните продукти на реакцията и техния радиоактивен разпад във фокалната плоскост на сепаратора (т.нар. recoil decay tagging).

Сеченията за образуване на изпарителни продукти при ядрени реакции на пълно сливане с тежки йони не надвишава 10^{-30} cm² за $Z \geq 82$ и с нарастване на атомния номер на съставното ядро бързо намалява. Въпреки малкото сечение, големият интензитет на потока (до 10^{13} част/s) позволява получаването на откатни ядра в ядрени реакции със сечение от порядъка на пикобарни. От друга страна, идентификацията на търсените елементи силно се усложнява от големия брой канали на реакции с тежки йони, сечението за които е 10^{-24} cm².

По-долу са изброени някои от основните методики за получаване и изследване свойствата на свръхтежки елементи, по-пълно описание може да се намери в литературата [94, 95, 96].

Първоначално при синтез на трансфермиеви елементи се оформят две методики. При първата от тях остатъкът от изпарението на съставното ядро се забавя в поглътител след което се транспортира механически с помощта на диск, лента или барабан до детектора, където се регистрират фрагментите на спонтанно делене или α -частиците при осъществяване на съответния разпад [97, 98]. Във втория случай откатните ядра се забавят в газ, изнасят се с газовата струя извън камерата на реакцията, след което се отлагат върху поглътител [99, 100] или аерозолен филтър [101], около които са разположени детектори.

С помощта на тези установки е развит методът на корелационен анализ, който се състои в регистрацията на последователност от α -разпади за идентификация на нови нуклиди. Ако от неизвестния нуклид след няколко последователни α -разпада се стигне до изотоп с известни свойства на радиоактивния разпад и при положение, че не е пропуснат нито един α -разпад, то тогава може да се определи масата и атомният номер на първоначалния изотоп, движейки се назад по веригата. Последователността от α -разпади може да бъде нарушена, ако ядрото изпитва β -разпад или неутронен захват. В този случай трябва да се поставят допълнителни детектори на електрони и рентгенови лъчи. По гореизложения метод са синтезирани и изучени елементите от 102-ри до 105-ти [99, 100, 101], а на по-късен етап при усъвършенстван експеримент и елементите 107-112 [102].

Сред методите, използвани за идентификация на неизвестни нуклиди, трябва да се отбележат следните:

- Определяне на масата на изследваните ядра на установки от типа ISOL ("on-line" масесепаратор с йонен източник)

- Определяне на масата с използване на йонна уловка
- Изследване на химичните свойства
- Рентгенова и γ -спектроскопия

В установки от типа ISOL ("on-line" масесепаратор с йонен източник) продуктите на ядрените реакции, излитащи от мишената се забавят в газ или твърдотелен погълтател, след което се транспортират в йонен източник. В йонния източник атомите придобиват определен заряд след което се транспортират в ускоряващата секция на масесепаратора.

Масесепаратор от тип ISOL е този в GSI, Дармщадт, Германия. На този сепаратор се провеждат изследвания на свойствата на радиоактивния разпад на ядра с $N \cong Z$, които се намират между двойно магичните ядра на ^{56}Ni и ^{100}Sn [103]. Чувствителността на тази установка позволява да се определи масата на изследваните нуклиди с точност по-малка от една масова единица. Тъй като основните канали за разпад на ядрата в тази област са β^+ разпад и електронен захват, то най-често използваните детектори са пластмасови сцинтилатори и Ge-детектори.

За изучаване свойствата на краткоживущите ядра ($T_{1/2} \leq 0.1$ s) се прилагат установките IGISOL (Ion-Guide Isotope Separator On-Line), които се явяват разновидност на ISOL системата [104]. При тези установки отсъства йонен източник и продуктите на ядрената реакция се транспортират направо в ускорителната секция на масесепаратора.

За по-прецизно измерване на масата на изследваните нуклиди се използват йонни уловки. Точността на измерената маса е $\Delta M/M \approx 10^{-4}$. Тук по-високата точност се дължи на измерване на циклотронната честота ω_c

$$\omega_c = Q/M \cdot B. \quad (54)$$

Тук Q и M са съответно зарядът и масата на нуклида, а B е големината на магнитното поле.

Достатъчно ефективен метод за изследване свойствата на ядрата и пряко измерване на масата с висока точност $\approx 10^{-5}$ е методът на натрупващи пръстени [105]. При този метод, масата на изследвания нуклид се намира, като се измери честотата на въртене на нуклида в натрупващия пръстен по метода на Шотки.

За пряко измерване на масата на трансфермиеви елементи е предназначена установката SHIPTRAP [106], самото име подсказва принципа на действие — йонна уловка поставена след кинематичния сепаратор — филтър на скорости SHIP.

При експериментите, изучаващи свойствата на радиоактивния разпад на трансфермиеви елементи, голямо приложение намират рентгеновата и γ - спектроскопия [107, 108, 109]. Недостатъците на тази методика освен малката ефективност (няколко процента), са и големият набор възможни енергии за електроните и γ -квантите, които частично се припокриват за различните химични елементи. Рентгеновите и γ -детектори може да се използват само като допълнителни методи за идентификация.

4.2 Кинематични сепаратори на откатните ядра

Едни от най-успешните експериментални методики, използвани при синтеза и изучаване свойствата на радиоактивния разпад на нови нуклиди, са кинематичните сепаратори на продуктите на ядрените реакции. В тези установки пространственото разделяне

на откатните ядра, бомбардиращите йони и продуктите на ядрените реакции при многуклонен трансфер става благодарение на различието в траекторията, предизвикано от различния заряд и скорост. Кинематичните характеристики необходими за разделяне на изследваните нуклиди, налагат ограничение за дебелината на използваните мишени ($100-500 \mu g/cm^2$) и ъгъл за захват на откатното ядро $\pm 5^\circ$.

Плюсовете на кинематичните сепаратори са високата ефективност, достигаща 60%, малкото време за пренос на откатните ядра от мишената до детектора и ниският фон от бомбардиращи йони и частици.

По принципа на своето действие кинематичните сепаратори се разделят на няколко типа: филтри по скорости (установки с комбинирани електростатични и магнитни полета), електростатични сепаратори, газонапълнени електромагнитни сепаратори. Отделна група може да се считат кинематичните масспектрометри, съставни части на които могат да бъдат филтри по скорости или друг тип сепаратори, които се използват за разделянето на траекториите на откатните ядра от фоновите продукти. Друг тип са фрагмент-сепараторите, а тяхната поява е предизвикана от нуждата от високоенергетични ускорени йонни снопове [95, 110]. В по-нататъшното изложение се използват следните съкращения:

QL — квадруполна магнитна леща

MD — диполен магнит

ED — електростатичен кондензатор

4.2.1 Филтри по скорости

Един от най-известните кинематични сепаратори, с използването на който е получен голям обем експериментална информация за новите трансфермиеви елементи, протонната радиоактивност на ядрата и механизма на реакциите на студен синтез се явява филтърът по скорости SHIP ((Separator for Heavy Ion reaction Products) [111, 112], работещ в GSI, Дармщадт, Германия. Този сепаратор е изпълнен по схемата QL-QL-QL-ED-MD-MD-MD-MD-ED-QL-QL-QL-MD (фиг.21).

Продуктите на реакцията на пълно сливане, притежавайки по-голяма маса излитат от мишената с по-малка скорост, отколкото първичния сноп, който е преминал през мишената без да взаимодейства с нея. На тази разлика в скоростите се основава принципът на действие на селектора SHIP.

Комбинацията от две електрични и четири магнитни полета образува два филтъра по скорости.

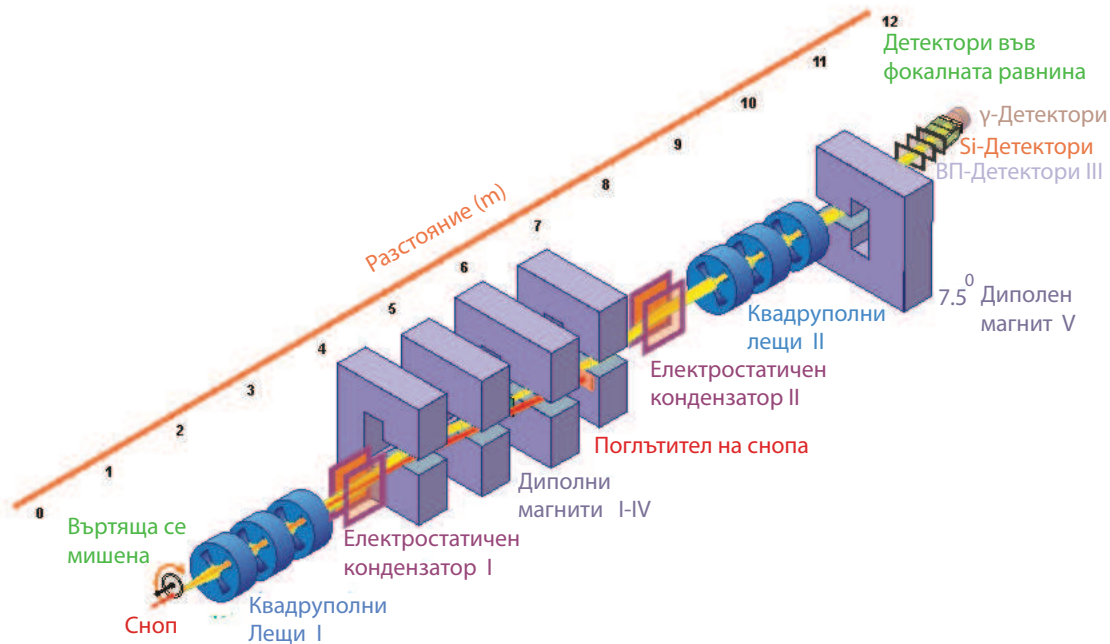
Електричната устойчивост на заредени частици, движещи се в перпендикулярно направление спрямо електричното поле E , се изразява с формулата:

$$E\rho = mV^2/q, \quad (55)$$

където ρ е радиусът на кривината, по която се отклоняват йоните, а m , V и q са масата, скоростта и зарядът на йоните.

Магнитната твърдост $B\rho$ на заредени частици, движещи се в перпендикулярно направление спрямо вектора на магнитното поле B , се изразява с равенството

$$B\rho = mV/q. \quad (56)$$



Фигура 21: Схема на установката SHIP. ВП-Детектори — детектори по време на прелитане.

След взаимодействието на снопа с мишената продуктите на реакцията на пълно сливане излитат напред с малко ъглово разпределение. Поставеният след мишената квадруполен триплет фокусира продуктите на реакцията на пълно сливане. След фокусирането продуктите на реакцията преминават през първия електростатичен кондензатор. Първичният сноп има много по-голяма скорост от откатните ядра т.е. по-голяма електрична твърдост и почти не изпитва отклонение при преминаване през кондензатора, за разлика от изпарителните остатъци. По-нататък продуктите на реакциите на пълно сливане се удържат от магнитни полета, изборът на които може да запази първоначалното направление. При това големината на магнитните полета се избира така, че йонният сноп да се размине със своето първоначално направление и преминавайки през системата магнити да попадне в погълтителя на снопа. Продуктите на реакцията запазват своето направление и преминават през втория електростатичен кондензатор.

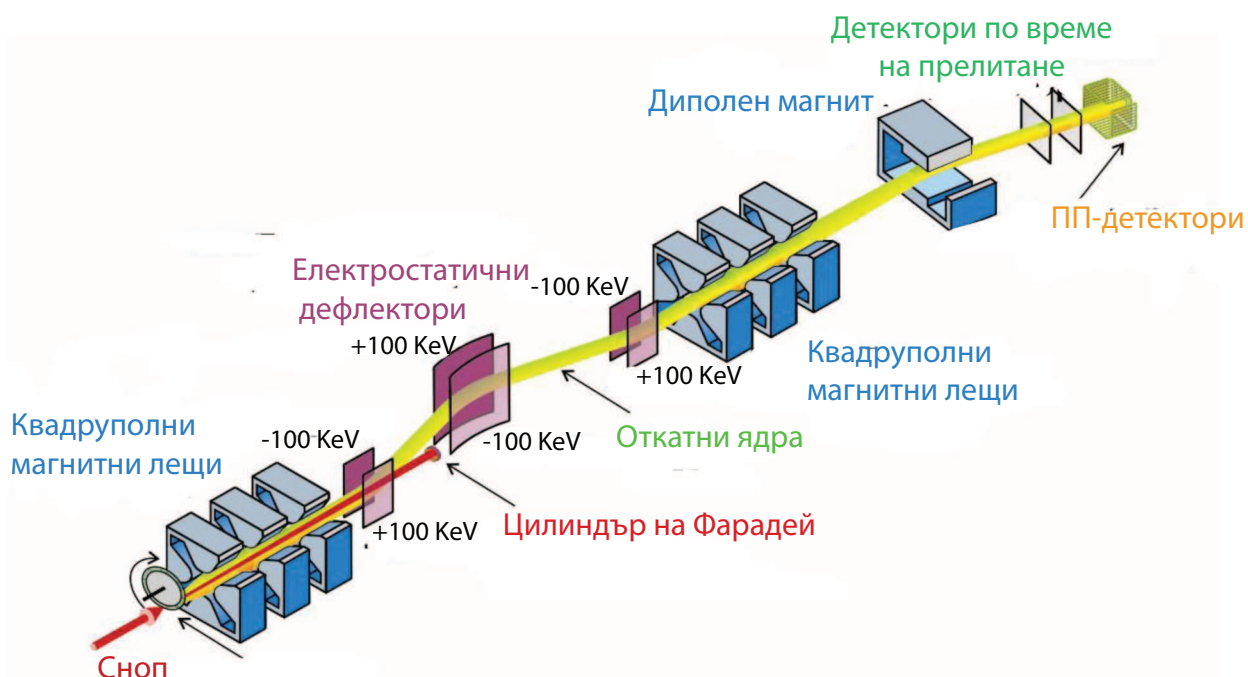
Дисперсията по скорости се компенсира във втората половина на системата. Двата триплета квадруполни магнитни леци, разположени до и след филтрите по скорост, обезпечават фокусировка на продуктите на реакциите на пълно сливане, излитащи от мишената в направление на първичния сноп в границите на конус с ъглов разтвор 3° и имащи до 20% разлика по заряд и 10% по скорости. За намаляване на фоновите продукти на сепаратора SHIP е добавен диполен магнит след втория триплет квадруполни леци. Магнитът завърта откатните ядра на 7.5° и обезпечава допълнително намаляване на фона от 10-100 пъти в зависимост от асиметрията на системата налитащ йон-мишена. Продуктите на реакцията излитат от мишената със широко зарядово разпределение, за чието стесняване се използва фолио от въглерод с дебелина $60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Първичният сноп се забавя в меден погълтител, който има водно охлаждане.

4.2.2 Електростатични сепаратори

Електростатичните сепаратори, главната част на които се явява един или няколко електростатични дефлектори (кондензатори) се отличават с простота при изготвянето и настройката и могат да имат неголеми размери.

Тристепенен електростатичен сепаратор ВАСИЛИСА се използва в ЛЯР, ОИЯИ, Дубна, Русия [113]. Той е изпълнен по схемата QL-QL-QL-ED-ED-ED-QL-QL-QL (фиг.22). Изборът на тази схема е продиктуван от желанието да се получат максимално възможни стойности за ефективността за транспортиране на продуктите на реакциите на пълно сливане, заедно с достатъчно добро намаляване на фононите продукти, което позволява използването на сложни многодетекторни устройства във фокалната плоскост.

Установката ВАСИЛИСА се използва за изучаване на сеченията за образуване и изследване на свойствата на радиоактивния разпад на откатните ядра, образуващи се в реакции на пълно сливане с тежки йони за широк интервал на масовата асиметрия във входния канал ($0.07 \leq A_{ion}/A_{targ.} \leq 0.3$) и енергия на възбуждане ($20 \text{ MeV} \leq E^* \leq 150 \text{ MeV}$) за съставното ядро.



Фигура 22: Принципна схема на установката ВАСИЛИСА.

4.2.3 Газонапълнени електромагнитни сепаратори

Друг клас кинематични сепаратори, използващи магнитни полета за разделяне на траекториите на откатните ядра и йоните на снопа, са газонапълнените сепаратори (фиг.23).

Техният принцип се основава на различието на магнитната твърдост за откатните ядра и йоните на първоначалния сноп при презареждане в газова среда.

Бързите атоми, движейки се във веществото, губят и захващат електрони в резултат на стълкновение с атомите на веществото, като по този начин получават и поддържат по-нататък някакво средно значение за флукутиращия йонен заряд. Съгласно теорията на Бор [114], равновесният заряд който получават атомите при своето движение във веществото се дава от следната формула

$$Q = q/e_0 \cong Z^{1/3}v/v_0, \quad (57)$$

тук v — скоростта на атома, $v_0 = 2.19 \cdot 10^6$ m/s — скоростта на електрона в атома на водорода.

Имайки предвид уравнение (57), за магнитната твърдост на атомите, движещи се в камерата напълнена с газ, може да се изведе следната зависимост

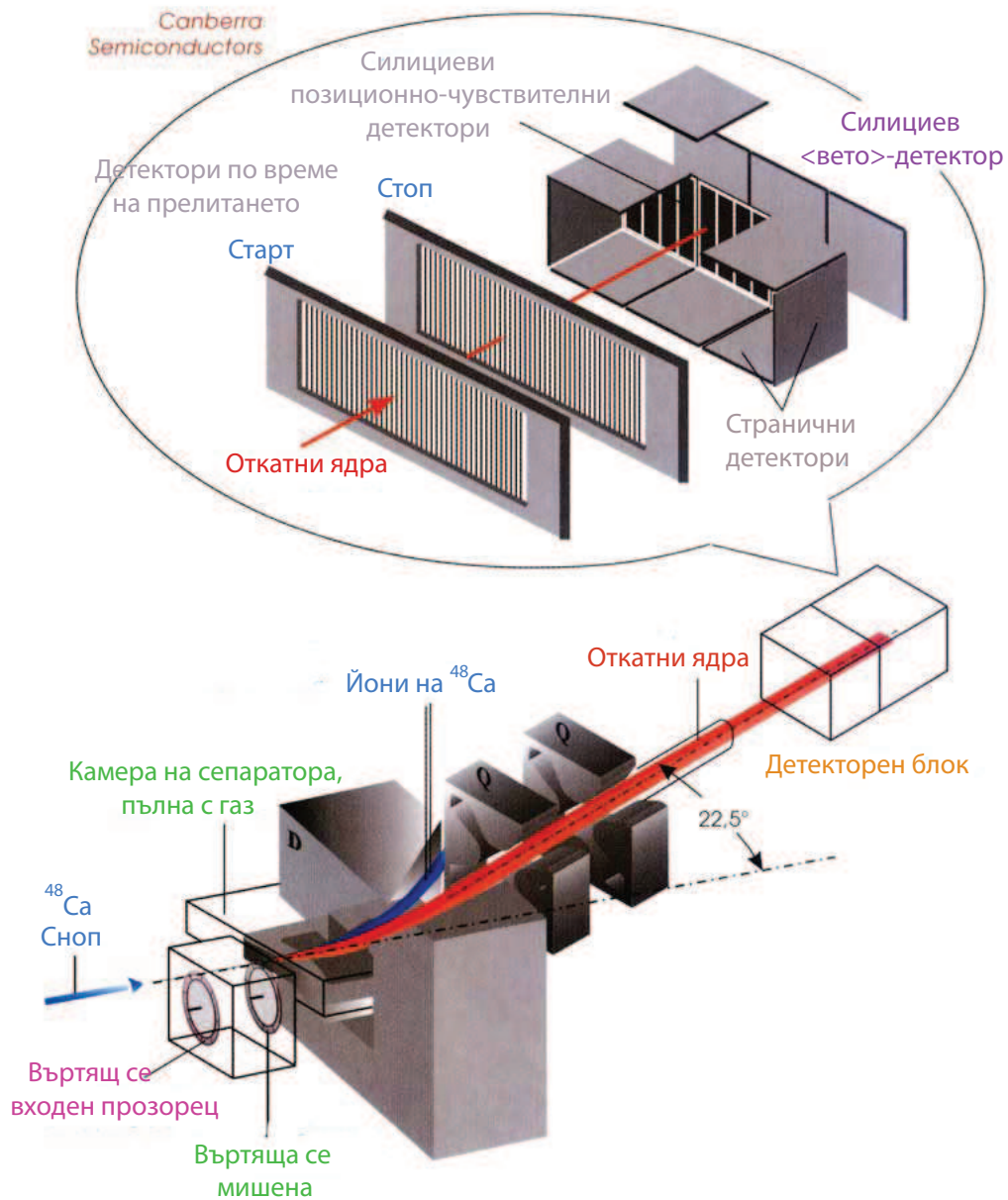
$$B\rho = bA^{2/3} \quad (58)$$

Където b е константа, A — масовото число за съответните атоми.

От уравнение (58) се вижда, че газонапълненият сепаратор позволява разделянето по масови числа и фокусира атоми с различни йонни заряди и енергии.

Газонапълнените сепаратори се отличават с относителна простота при изготвянето и настройката, която е свързана с малкия брой елементи на сепаратора, отсъствие на високо напрежение и неголеми размери. Като недостатъци може да се посочат използване на газ в камерата на диполния магнит, което изисква прилагането на разделителни входни и изходни прозорци и затруднява използването на микроканални пластини за детектора по време на прелитане. Забавянето на откатните ядра във входните и изходни прозорци затруднява тяхната регистрация от детекторите, разположени във фокалната равнина.

Първият в света газонапълнен сепаратор на ядра е създаден в ЛЯР, ОИЯИ в края на 60-те години за търсене на протонен разпад от основно състояние. При работа с тази установка е забелязано аномално намаляване на равновесния заряд при преход към лантаноидите, като тази аномалия се повтаря за трансурановите елементи, което трябва да се има предвид при калибровката на детектора [115].



Фигура 23: Газонапълнен сепаратор DGFRS

5 Метод за детектиране на редки събития на спонтанно делене по актовете на множествена емисия на неутроните

5.1 Обосновка на метода

Към методите за детектиране на редки актове на спонтанно делене има следните изисквания:

1. Висока ефективност за регистрация на отделните актове на делене;
2. Нисък собствен фон;
3. Възможност за измерване характеристиките на делене;
4. Слаба зависимост на ефективността на детектиране от характеристиките на делене;
5. Възможност за осигуряване на продължителна стабилност на параметрите на използваната апаратура;
6. Възможност за получаване на резултати в реално време.

При регистрация на делене на атомни ядра се използват методи, свързани с регистрацията на фрагментите на делене, мигновени γ -кванти, мигновени и закъсняващи неутрони, съпровождащи деленето, а така също комбинации от всички тези методи.

Методът на регистрация на фрагментите на делене в някои случаи е затруднен от малкия пробег на фрагментите във веществото.

При детектиране на редки събития, методите, свързани с регистрация на γ -кванти, не постигат нужната ефективност заради високия фон.

Методът за детектиране на делене с регистрация на мигновени неутрони удовлетворява най-пълно изброените изисквания.

Приложението на този метод се основава на факта, че при деленето ядрата изпускат като правило повече от един неутрон. При него чувствителността зависи от ефективността F_n на регистрация на кратни съвпадения на неутрони.

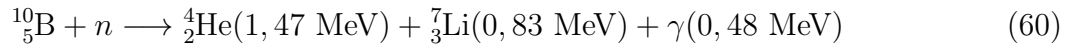
На свой ред, величините F_n зависят от ефективността за регистрация на единични неутрони ε и от параметрите на разпределението по множественост на неутроните, изпускани при делене.

5.2 ${}^3\text{He}$ - детектор на неутрони

Две от разработените методики за регистриране на неутрони покриват най-пълно поставените критерии за детектиране на редки събития на спонтанно делене.

При първата имаме регистрация от сцинтилатор на γ -кванти, съпровождащи захвата на неутроните от ядрата на кадмия или гадолия. Тази методика има висока ефективност на регистрация на единични неутрони $\varepsilon = 0,6 - 0,9$, но тук основен проблем е големият γ -фон, а методите за намаляване на който не са достатъчно ефективни.

Благодарение на своята относителна стабилност, голяма ефективност и нечувствителност към γ -квантите, значително преимущество пред останалите имат детекторите с пропорционални броячи, напълнени с ${}^3\text{He}$ или ${}^{10}\text{B}$. Тяхното действие се основава на факта, че при взаимодействието на ${}^3\text{He}$ и ${}^{10}\text{B}$ с топлинни неутрони, реакциите съпроводени с изпускане на заредени частици протичат с голямо сечение :



Сеченията за тези реакции имат стойности съответно $\sigma_n = 5327$ и 3837 bp. При изготвяне на пропорционални броячи елементът бор се прилага във вид на тънко твърдо покритие или под формата на газообразното съединение BF_3 .

Отделената енергия в реакцията (59), равна на $0,764 \text{ MeV}$, се предава на продуктите на реакцията — протон и тритий, които на свой ред йонизират и възбуждат атомите по продължение на своята траектория. С увеличаване енергията на неутроните попадащи в брояча, пикът в амплитудния спектър на импулсите се измества към по-високи амплитуди. По големината на това изместване може да се определи енергията на неутроните.

В реакцията (60) ядрото на ${}^7\text{Li}$ само в 6% от случаите се намира в основно състояние като предимно се образува ядро ${}^7\text{Li}^*$, което се охлажда чрез излъчване на γ -квант с енергия $0,48 \text{ MeV}$. Като следствие в амплитудния спектър се наблюдават два пика: основен - $2,3 \text{ MeV}$ и малък - $2,78 \text{ MeV}$.

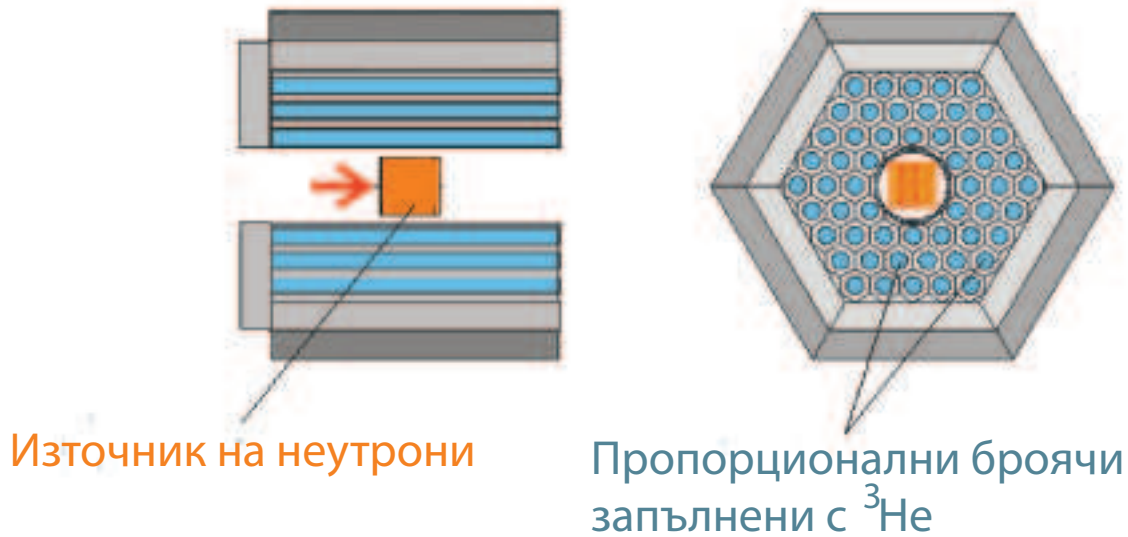
Ефективността на газовите детектори за регистрация на бързи неутрони ($E > 0,5 \text{ MeV}$) се оказва малка, затова е нужно неутроните да бъдат забавени. Като забавител обикновено се използват водородсъдържащи съединения от типа на полиетилен и парафина, в които неутроните изпитват многократно еластично разсейване, водещо до загуба на тяхната енергия.

Чувствителността на хелиевите броячи към γ -кванти е с няколко порядъка по-ниска отколкото към неутроните. Затова въпреки по-ниската ефективност на регистрация на единични неутрони $\varepsilon = 0,25 - 0,70$, ефективността на ${}^3\text{He}$ - детекторите за регистрация актовете на делене е около два порядъка по-голяма, отколкото установките със сцинтилатори.

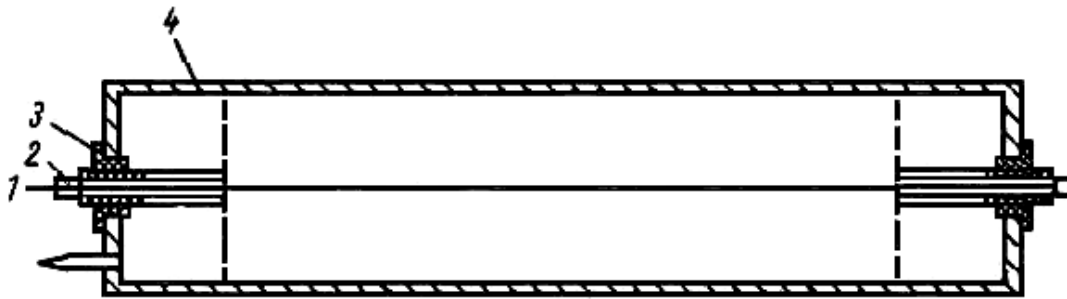
Детекторът, използван в нашия експеримент, който представлява основна задача на настоящата работа, е съставен от пропорционални броячи запълнени с ${}^3\text{He}$, разположени в полиетиленов забавител (фиг. 24). В центъра на детектора има чувствителен обем, в който се поставя образеца за изследване. Около тази кухня са разместени общо 54 броя модули. Пропорционалните броячи имат диаметър 32 mm и дължина 500 mm , налягането на хелия (с добавка на 1% метан) е 4 atm . Неутронният брояч представлява метален цилиндър с електричен конектор на фланеца (фиг. 25). Стените на корпуса (служещ като катод) на детектора са изготвени от неръждаема стомана и имат дебелина $0,5 \text{ mm}$. По оста на цилиндъра е разположен анод от устойчива на растягане волфрамова нишка, а нанесеното върху нея златно покритие е необходимо за отстраняване на неравностите по повърхността на волфрама, благодарение на което се осигурява еднородно електрично поле по цялата дължина на нишката. За намаляване на вероятността от пробой на високото напрежение е поставен предпазен пръстен. За намаляване фона от външни неутрони съвкупността от модули е покрита с бориран полиетилен с дебелина 5 cm . Високото напрежение $1600 - 1800 \text{ волта}$ се подава на всички броячи от един източник. За изключване на взаимното влияние напрежението се подава на всеки брояч чрез RC филтър с $\tau = 0,5 \text{ s}$.

Принципът на работа на неутронния детектор се основава на факта, че при делене на ядрата се наблюдава емисия на няколко неутрона [62], при това средният брой излъчени

Защита (бориран полиетилен)



Фигура 24: Принципна схема на неутронния детектор.



Фигура 25: Конструкция на цилиндричен пропорционален брояч: 1 — събиращ електрод; 2 — предпазен пръстен; 3 — изолатор; 4 — корпус.

неутрони ν за ядрата от U до No варира от 2 до 4,2. Ако неутронният детектор има голяма ефективност за регистрация на единични неутрони, то за значителна част от събитията на спонтанно делене той трябва да регистрира два или повече неутрона за някакъв интервал от време, следващ веднага след деленето. Неутроните, изпуснати от образеца, поместен в чувствителния обем на детектора, се забавят за време от порядъка на 1-2 μs , след което няколко десетки микросекунди дифундират в забавителя. По-нататък те се поглъщат от него или от ^3He , а така също може да напуснат детектора. Като признак за възможно делене се счита появата на импулс от поне един от пропорционалните броячи, след което специална електронна схема започва да преглежда времеви интервал $T = 5\tau$, където τ е средното време на живот на неутроните в системата образец - забавител - брояч. Регистрацията на само един стартов импулс в така избрания времеви интервал не може да бъде еднозначно възприето като акт на делене заради фонове неутрони, възникващи в реакциите (α, n) , (γ, n) и т.н. Такива събития или се отхвърлят, или се използват за контрол на работата на детектора. Случаите, когато в така избрания интервал бъдат

регистрирани два или повече импулса от неутрони, включвайки и стартовия сигнал, се възприемат като събития на делене. При избора на големината на времеви интервал се изучава вероятността за получаване на импулс от неутрона в зависимост от времето, изминало от разпада на ядрото. Направените измервания за подобни установки показват, че съответното разпределение намалява експоненциално и при 120-200 μs практически е равно на нула. Средното време на живот на неутроните τ за различни детектори варира от 20 до 40 μs .

В зависимост от експерименталната постановка се използват два метода за регистрация на делене на ядра, т.е. два режима на работа на неутронния детектор. Първият метод се състои в регистрацията на два или повече неутрона за даден интервал от време и той бе описан по-горе. При втория метод регистрацията се извършва след получаване на стартов сигнал, за който се използва съпадението на два или повече γ -кванти на делене, или сигнал от детекторите на фрагментите на делене. И в двата случая детекторът се използва за измерване на множественост на неутроните.

5.3 Електронна схема за отбор на събитията на делене

За селекция на събитията на спонтанно делене се използва електронна схема. Всеки пропорционален брояч е свързан с отделен усилвателен тракт, което дава възможност да се подобри разделителното време на установката. За импулсите, постъпващи по един канал разделителното време е 1,5-2 μs , а за различните канали то е 0,03 μs . Електронната система за отбор на събитията позволява за всяко събитие да се определят следните данни: пълния брой неутрони в избран времеви интервал, времената за постъпване на импулсите от неутроните, амплитудата на импулсите, номерата на усилвателните трактове по които постъпват импулсите, броя на тези трактове.

Коефициентите на усилване на предусилвателите са ~ 200 . След предварителното усилване (ПУ) сигналите се предават на усилватели-формирователи (УФ). Сумарният коефициент на целия тракт на усилване е $(2 - 6) \cdot 10^3$ и се регулира независимо за всеки брояч. Усилените сигнали постъпват в блока за кодиране номера на тракта (БНТ), брояча на трактовете (БК) и чрез схемата "или" на блока за анализ на амплитудата (БАА). При постъпване на информация за номера на следващия тракт данните за предишния номер се прехвърлят в промеждутъчна памет (ПП). За останалите блокове важи същият механизъм за промеждутъчно запомняне на информацията. Блокът за анализ на амплитудата БАА има регулируеми горна и долна граници. В случай, че входният сигнал удовлетворява условията за отбор в БАА се изработват сигнали за блока за отчитане на времето (БОВ) и за брояча на неутрони (БК).

Блокът за отчитане на времето съдържа кварцов генератор с честота 1 МHz. При постъпване на стартиращ импулс започва отчитане на времето. При постъпване на импулс от всеки следващ неутрон състоянието временно се записва в ПП. След изтичане на измерителния интервал (128 μs) БОВ изработва импулс, блокиращ входните устройства за време, необходимо за запис на данните, след което системата преминава в начално състояние.

5.4 Методика на измерване и обработка на експерименталните данни.

При излагане на метода за определяне на параметрите на разпределението по множественост на неутроните, тук е взаимствана опитната постановка разгледана в работа [116]. Изборът е продиктуван от желанието за по-общо разглеждане на този въпрос от работата с неутронния детектор.

Експериментално се определят следните характеристики на мигновените неутрони на делене:

-разпределението на вероятностите P_ν за емисия на точно ν неутрона за един акт на делене.

-средния брой неутрони на един акт на делене, $\bar{\nu} = \sum_{\nu} \nu P_\nu$

-дисперсията на броя неутрони $\sigma_\nu^2 = \sum_{\nu} (\nu - \bar{\nu})^2 P_\nu$ и параметърът на формата $\Gamma_2 = \frac{\langle \nu^2 \rangle - \bar{\nu}^2}{\bar{\nu}^2}$, характеризиращ различието на разпределението P_ν от разпределението на Пуасон, за което $\Gamma_2 = 1$.

Експерименталната постановка включва детектор на неутрони с тридесет и шест пропорционални броячи с ^3He , поместени в блок-забавител от плексиглас. Пропорционалните броячи са разделени на шест групи, като всяка група има свой усилващо-формиращ тракт (разрешаващото време на тракта е приблизително две микросекунди). В чувствителната област на неутронния детектор са разположени две независими камери с повърхностно-бариерни $\text{Si}(\text{Au})$ -детектори, в едната от които се намира изследваният, а в другата — еталонният източник на делене. Импулсът от произволен $\text{Si}(\text{Au})$ -детектор разрешава регистрацията на неутрони в течение на $440 \mu\text{s}$ от момента на неговата поява (средното време на живот на неутроните на делене в детектора е $\approx 75 \mu\text{s}$). За измерване на фона на системата за регистрация и анализ, периодично се включва генератор, имитиращ осколки на делене. В качество на еталон в дадения опит се използва източник от ^{244}Cm с интензивност ≈ 13 деления /min.

Информацията получена при регистрацията на делене на ядрата се записва в паметта на ЕИМ. Записът и анализът се осъществява от програмата OLAF (On-Line Analysis and Filtration) написана на езика SLANG. Едновременно с натрупването в паметта на ЕИМ в процеса на експеримента се осъществява предварителна обработка на информацията (интегрален анализ) и представяне на резултатите във вид на хистограми.

Интегралният анализ се извършва отделно за изследваните, еталонни и фоновы събития. За актовете на делене на изследваните ядра се строят следните хистограми:

1. — на амплитудния спектър на фрагментите на делене,
2. — на времето разпределение на актовете на делене,
3. — за всяка от шесте групи ^3He -броячи се строят хистограми на разпределението на събитията по броя неутрони n_k , регистрирани от дадена група на един акт на делене (максималното значение $n_k=3$),
4. — на разпределението на събитията по признак на брой неутрони n , регистрирани от всички броячи в един акт на делене.

5. на разпределението на сумарния (за всички актове на делене) брой неутрони по групите ^3He -броячи.

За еталонните събития се строят всички хистограми без (2), за фоновите събития с

изключение на (1) и (2).

Експерименталните данни, подлежащи на окончателна обработка се явяват разпределенията на изследваните и еталонни събития по признак на броя неутрони n , регистрирани в един акт на делене. За получаване на крайните стойности за $\{\bar{\nu}, \sigma_{\nu}^2, P_{\nu}\}$ е необходимо да се въведат поправки, отчитащи разрешаващото време, фон и ефективност на детектора на неутрони.

Тъй като усилващо-формирацията тракт има крайно разделително време $\tau_r \approx 2 \mu s$, регистрацията на два или повече неутрони от една група детектори може да доведе до загуба на импулси. Вероятността за налагане на два импулса χ се определя от разделителното време на тракта и средното време на живот на неутроните в детектора $\bar{\tau}_0$:

$$\chi = 2\tau_r \int_0^T f(t)^2 dt, \quad (61)$$

където $f(t)$ — нормираното времево разпределение на импулсите формирани при захвата на неутрони от ядрата на ${}^3\text{He}$, $T = 5\bar{\tau}_0$.

Нека непосредствено след измерването е получено разпределението по множественост $\{F_n\}$, всяка компонента F_n на което е вероятността за регистрация на n неутрона на акт на делене и $\sum_{n=0}^{n=n_{max}} F_n = 1$. Компонентите на разпределението по множественост $\{F'_n\}$, коригирано предвид делителното време се получават от съотношенията:

$$F_n = F'_n(1 - \chi W_n) + \chi W_{n+1} F'_{n+1}, \quad W_n = W_{2n} + 3W_{3n}. \quad (62)$$

Тук W_{2n} и W_{3n} — средният брой на случаи на регистрация на два и три неутрона от една група пропорционални броячи на акт на делене със сумарно число на зарегистрираните неутрони n . Те се определят за всяко $n \geq 2$ след приключването на експеримента с помощта на програмата OLAF. Съотношение (62) е справедливо с точност до членове $\sim \chi^2$, приносят на които може да се пренебрегне.

Нека $\{B_n\}$ е регистрираното разпределение по множественост на фоните неутрони. Компонентите на разпределението $\{F''_n\}$, коригирано предвид и фона, могат да бъдат определени по формулата:

$$F''_n = \frac{1}{B_0} [F'_n - \sum_{i=1}^{i=n} B_i F''_{n-i}] \quad (63)$$

Ако фонът е малък, $\{F''_n\}$ може да бъде изчислено по формулата:

$$F''_n = \frac{F'_n - \gamma F'_{n-1}}{1 - \gamma} \quad (64)$$

където γ е средният брой фонови неутрони на акт на делене.

След така направените поправки, за изследвания източник се получават величините:

$$\bar{n} = \sum_{n=0}^{n=n_{max}} n F'_n \quad \text{и} \quad \sigma_n^2 = \sum_{n=0}^{n=n_{max}} (\bar{n} - n)^2 F'_n \quad (65)$$

При това статистическата грешка на величината \bar{n} се определя от израза $\Delta = \sigma_n / \sqrt{N_d}$, където σ_n - ширината на регистрираното разпределение на множественост, а N_d - пълният брой наблюдавани актове на делене. За $\bar{\nu}$ и σ_ν^2 на изследвания източник може да се напишат формулите:

$$\bar{\nu} = \frac{\bar{n}}{\varepsilon}, \quad \sigma_\nu^2 = \frac{\sigma_n^2 - \bar{n}(1 - \varepsilon)}{\varepsilon^2} \quad (66)$$

Величината Γ_2 не зависи от ε и може да бъде пресметната по формулата:

$$\Gamma_2 = \frac{\langle \nu^2 \rangle - \bar{\nu}}{\bar{\nu}^2} = \frac{\langle n^2 \rangle - \bar{n}}{\bar{n}^2} \quad (67)$$

където $\langle n^2 \rangle = \sum_{n=1}^{n=n_{max}} n^2 F_n''$, аналогично се определя и $\langle \nu^2 \rangle$. За дадено $\bar{\nu}$ величината Γ_2 е еднозначно свързана с σ_ν^2 :

$$\sigma_\nu^2 = \bar{\nu} - \bar{\nu}^2(1 - \Gamma_2) \quad (68)$$

От елементарни съображения лесно се извежда следната формула свързваща компонентите на регистрираното разпределение $\{F_n''\}$, компонентите на разпределението по множественост $\{P_\nu\}$ и ефективността ε .

$$F_n'' = \sum_{\nu=n}^{\nu=n_{max}} \frac{\nu!}{n!(\nu-n)!} \varepsilon^n (1-\varepsilon)^{\nu-n} P_\nu. \quad (69)$$

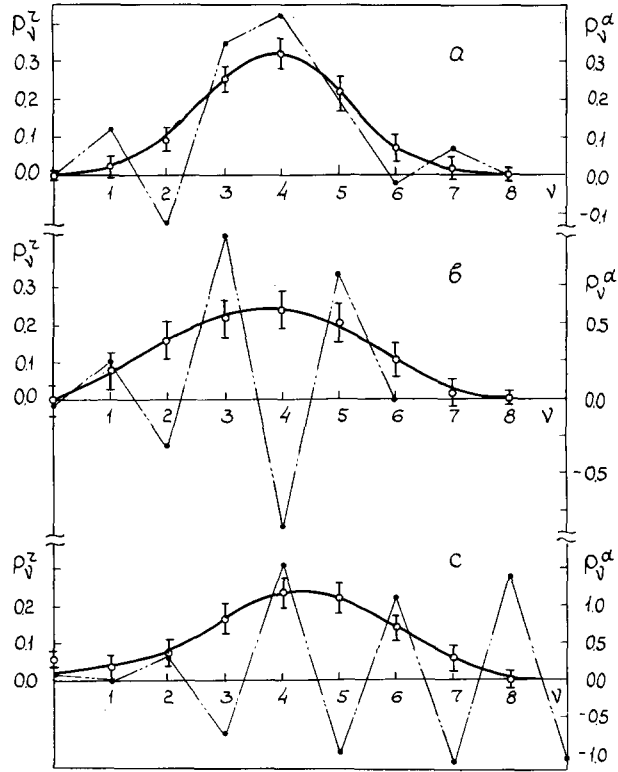
Еlegantно "обръщане" на уравнение (69) е направено в работа [117]. Разпределението по множественост на неутроните, излъчени от делящото се ядро, при намерена ефективност ε се получава от формулата на Дайвен [118]:

$$P_\nu = \sum_{n=\nu}^{n=\nu_{max}} \frac{n!}{\nu!(n-\nu)!} \varepsilon^{-n} (\varepsilon-1)^{n-\nu} F_n'' \quad (70)$$

Да се определи директно от уравнение (70) разпределението на множественост $\{P_\nu\}$ по експериментални F_n при произволни значения на ε (при това доста по-малки от 100%) е неправилно. Пример за $\{P_\nu\}$ възстановено с помощта на формула (70) е показано на (фиг.26). От нея се вижда, че така намереният набор $\{P_\nu\}$ осцилира, съдържа отрицателни компоненти и т.н. В работа [119] е показано, че тази задача влиза в класа на така наречените "некоректни задачи". В общия случай некоректно поставена се явява задачата за възстановяване на произволно разпределение на множественост на частиците по експериментални данни при $\varepsilon < 100\%$.

За определяне на разпределението $\{P_\nu\}$ се използва методът на статистическата регуляризация подробно изложен в [120].

При работа на детектора в "собствен режим" т.е. когато за стартов сигнал на електронната схема служи регистрацията на два и повече неутрона, в получените данни за разпределението по кратност $\{N_k\}_{reg}$ на регистрираните неутрони отсъстват събития с кратност 0 и 1. В този случай съвкупността величини $\{N_k\}_{reg}$ се явява непълен набор от данни. Оценки за параметрите $\bar{\nu}$ и σ_ν^2 могат да бъдат получени по метода на максималното правдоподобие.



Фигура 26: Разпределение по множественост на неутроните при спонтанно делене на изотопите на фермий. Шрих-пунктирните линии — пряко решение P_v^d на системата уравнения (67), непрекъснатите криви — регуляризираното решение P_v^r , получено по метода на статистическата регуляризация (СТРЕГ).

Най-вероятните значения на параметрите $\bar{\nu}$ и σ_ν^2 могат да бъдат оценени от условието за максимум на функцията на правдоподобие.

Функцията на правдоподобие се строи като конволюция на две пуасоновы разпределения:

$$L = \prod_{k \geq 2} \sum_{m \geq 0} \frac{N_{kreg}^m}{m!} \frac{N_{kcalc}^m}{m!} \exp\{-(N_{kreg} - N_{kcalc})\}, \quad (71)$$

където N_{kreg} е броят събития при които са регистрирани k неутрона, N_{kcalc} съответното теоретично намерено разпределение.

Уравнение (71) може да се сведе до следния вид:

$$L(\bar{\nu}, \sigma_\nu^2) = \exp\left(-\sum_{k \geq m} \{\sqrt{N_{kreg}} - \sqrt{[N_{kcalc}(\bar{\nu}, \sigma_\nu^2, \varepsilon)]}\}^2\right), \quad (72)$$

тук m е минималната кратност на регистрираните неутрони, в нашия случай $m=2$.

$$N_{kcalc}(\bar{\nu}, \sigma_\nu^2, \varepsilon) = \left[\sum_{i \geq m} N_{ireg} / \sum_{i \geq m} F_i(\bar{\nu}, \sigma_\nu^2) \right] \times F_k(\bar{\nu}, \sigma_\nu^2); \quad (73)$$

$$F_k(\bar{\nu}, \sigma_\nu^2) = \sum_{\nu \geq k} \frac{\nu! \varepsilon^k (1 - \varepsilon)^{\nu-k}}{k! (\nu - k)!} P_\nu(\bar{\nu}, \sigma_\nu^2); \quad (74)$$

където $P_\nu(\bar{\nu}, \sigma_\nu^2)$ е вероятността за емисия на ν неутрона. Добро приближение към експеримента се получава, ако за $P_\nu(\bar{\nu}, \sigma_\nu^2)$ се избере гаусово разпределение, пренормирано предвид условието $\nu \geq 0$.

5.5 Определяне на ефективност за регистрация на единични неутрони.

За проверка на правилната работа на детектора използван в нашия експеримент се правят измервания за кратни фонові събития. В този случай за стартов служи сигналът изработен при регистрация на фонов неутрон от някой от пропорционалните броячи. При така направените измервания в продължение на 100 часа не е регистрирано кратко събитие.

За определяне на ефективността ε за регистрация на единични неутрони на ${}^3\text{He}$ - детектора, се използва източник ${}^{248}\text{Cm}$ нанесен върху алуминиево фолио. Интезивността на този източник е приблизително 2-3 акта на спонтанно делене в секунда. Фрагментите, образуващи се при делене на ${}^{248}\text{Cm}$ се регистрират от повърхностно - бариерен силициев p-i-n детектор (фиг.27).

Детекторът и източникът, разстоянието между които е 3 cm, са поставени във вакумна камера, която е разположена в чувствителния обем на неутронния детектор. Силициевият детектор регистрира само единия от фрагментите за един акт на спонтанно делене. Енергийният спектър на фрагментите е показан на фиг.28 . При регистрация на фрагмент от полупроводниковият детектор се формира сигнал който след усилване се подава на интегрален дискриминатор изработващ стартов сигнал за електронната схема за регистриране на неутроните . След като бъде отключена, електронната схема анализира и регистрира постъпващите импулси от неутроните, в интервал от време 128 μs . Получените данни за събитието (кратност на неутроните, номер на тракта, време и т.н.) се записват на твърдия диск на персонален компютър. За обработка на данните се използва програмата CHEMVIEW. С нейна помощ, наред с останалите параметри така също може да се определи броя събития N_i в които схемата на отбор е регистрирала i неутрона.

За разглежданата установка пропорционалните броячи имат независими трактове и поправката на разделителното време може да се пренебрегне.

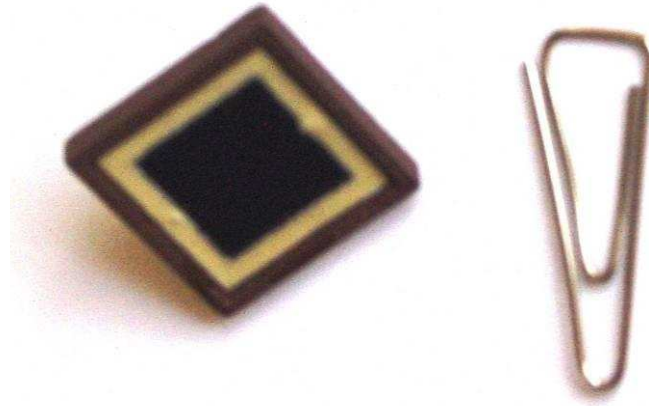
В сила са следните равенства, свързващи разпределението по множественост $\{P_\nu\}$, разпределението на регистрираните неутрони F_i и ефективността ε :

$$N_i = N_d F_i = N_d \sum_{k=i} k! / ((k - i)! i!) \varepsilon^i (1 - \varepsilon)^{k-i} P_k; \quad (75)$$

$$N_i / N_k = F_i / F_k = f(\varepsilon), \quad (76)$$

където N_d е общият брой разпаднали се ядра.

Ефективността за регистрация на единични неутрони ε се получава от уравнения (75, 76), като се ползват вече получените резултати при подробните изследвания на ${}^{248}\text{Cm}$,



Фигура 27: Силициев p-i-n детектор.

при спонтанно делене $\bar{\nu} = 3,14$ и с определени вероятности се изпускат 0, 1, 2,... нейтрона [121].

Избират се следните комбинации:

$$N_1/N_2, N_1/N_3, N_2/N_3, N_3/N_4, N_2/N_4. \quad (77)$$

От всяко едно от тези отношения може да се определи ε решавайки съответното уравнение. При правилна работа на детектора и надеждна фонова защита трябва да се получат много близки резултати.

Стойностите получени за N_i са нанесени в таблица 1.

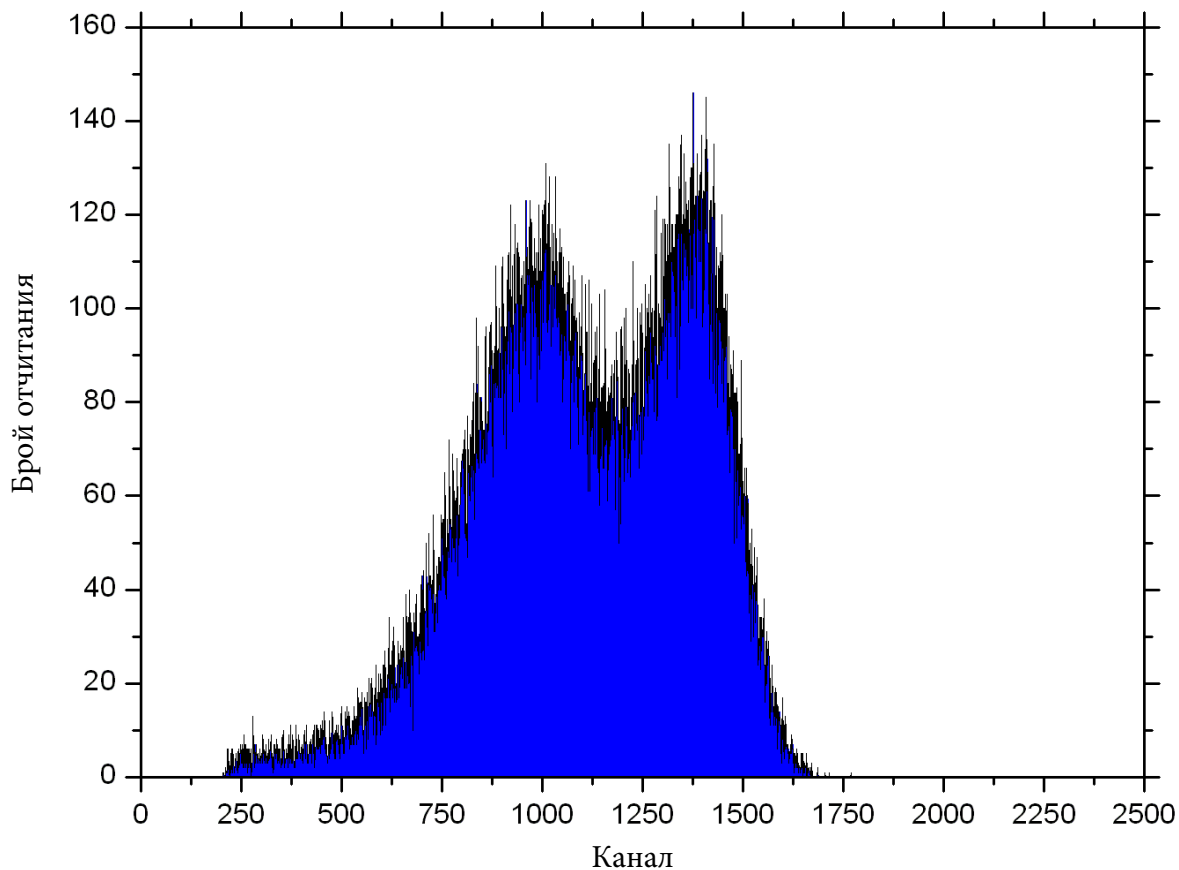
Таблица 1: Брой събития с различна кратност

N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_6	N_7
81362	63354	27413	6518	925	117	11

Таблица 2: Съотношение на събития с различна кратност

N_1/N_2	N_1/N_3	N_2/N_3	N_3/N_4	N_2/N_4
1,28	2,97	2,31	4,21	9,71

Получените стойности за ε при решаване на уравнение (76) са показани в таблица 3.



Фигура 28: Спектър на осколките получени при спонтанно делене на ^{248}Pu .

Таблица 3: Стойностите за ε получени при решаване на уравнение (26) за комбинациите: N_1/N_2 , N_1/N_3 , N_2/N_3 , N_3/N_4 , N_2/N_4

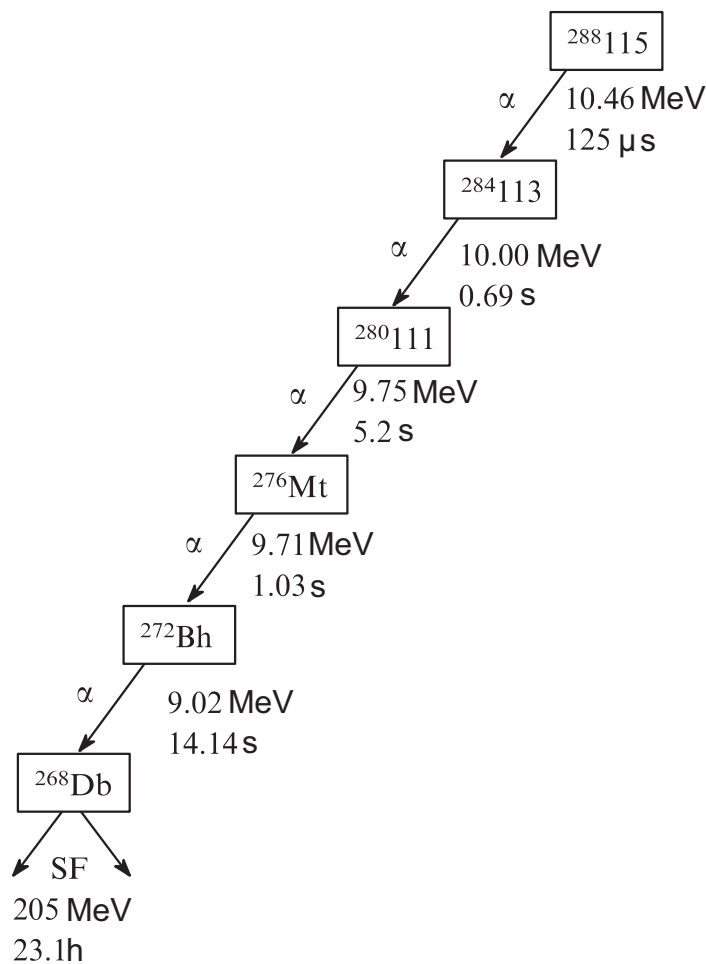
$\varepsilon(N_1/N_2)$	$\varepsilon(N_1/N_3)$	$\varepsilon(N_2/N_3)$	$\varepsilon(N_3/N_4)$	$\varepsilon(N_2/N_4)$
0.456828	0.470374	0.486589	0.477464	0.482458

От таблица 3 за ефективността на ^3He - детектора получаваме $\varepsilon = 0,47 \pm 0,01$

6 Химическа идентификация на 115-ти елемент

6.1 Експериментална постановка

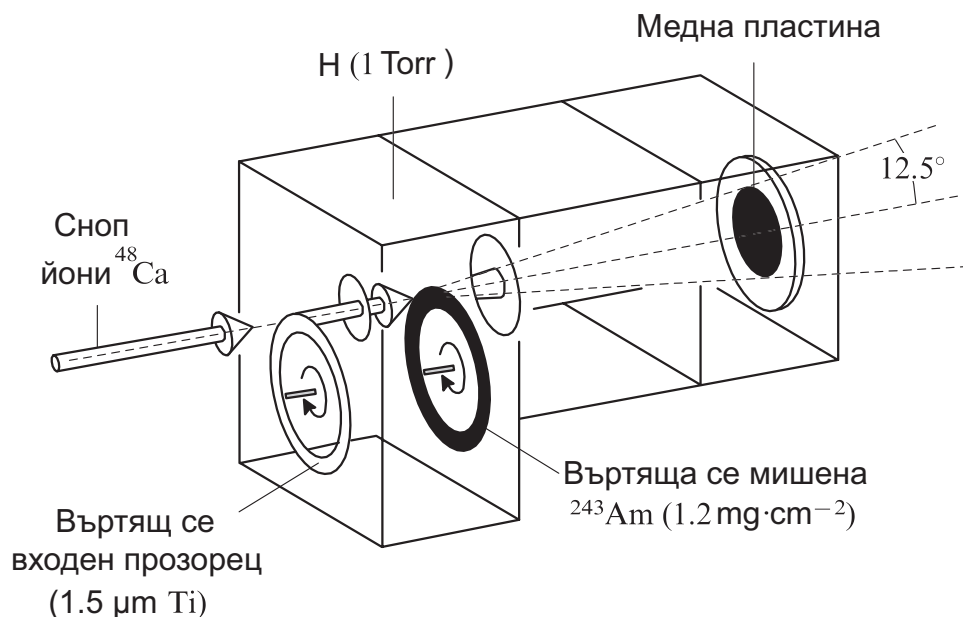
Откриването на изотопа на 115-тия елемент с масово число 288 е осъществено в реакцията $^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am} \rightarrow ^{288}115 + 3n$ [56]. Установено е, че той изпитва 5 последователни α -разпада, които завършват със спонтанно делене на ^{268}Db (фиг.29). Сумарното време на 5-те α -прехода е приблизително 20 s. Периодът на полуразпад на ^{268}Db , оценен по трите наблюдавани събития е 16_{-6}^{+19} h. Показано е, че при енергии близки до кулоновия барьер, ^{268}Db не може да се образува непосредствено в реакция на трансфер на ядрото мишена ^{243}Am от ядрото ^{48}Ca на 25 нуклона (10 протона и 15 нейтрона) [122].



Фигура 29: Разпад на изотопа $^{288}115$, синтезиран в реакцията $^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am}$.

Съгласно електронната конфигурация ($[Rn]5d^{14}6p^37s^2$)Db се отнася към 5-та група в периодичната таблица, т.е. явява се по-тежък хомолог на Nb и Ta. За химическата идентификация на дубния е необходимо той да бъде разделен по групов признак. Отчитайки, че ^{268}Db изпитва спонтанно делене и наблегнато на разделянето на елементите на 5-та група от актинидите, преди всичко от дългоживущите спонтанно делящи се изотопи на ^{252}Cf ($T_{1/2}=2.65$ y, SF 3.1%) и ^{254}Cf ($T_{1/2}=60.5$ d, SF 99.7%). Отделянето от

актинидите дава възможност за причисляване на наблюдаваното спонтанно делене към трансактинидите, което изключва другия канал за разпад:



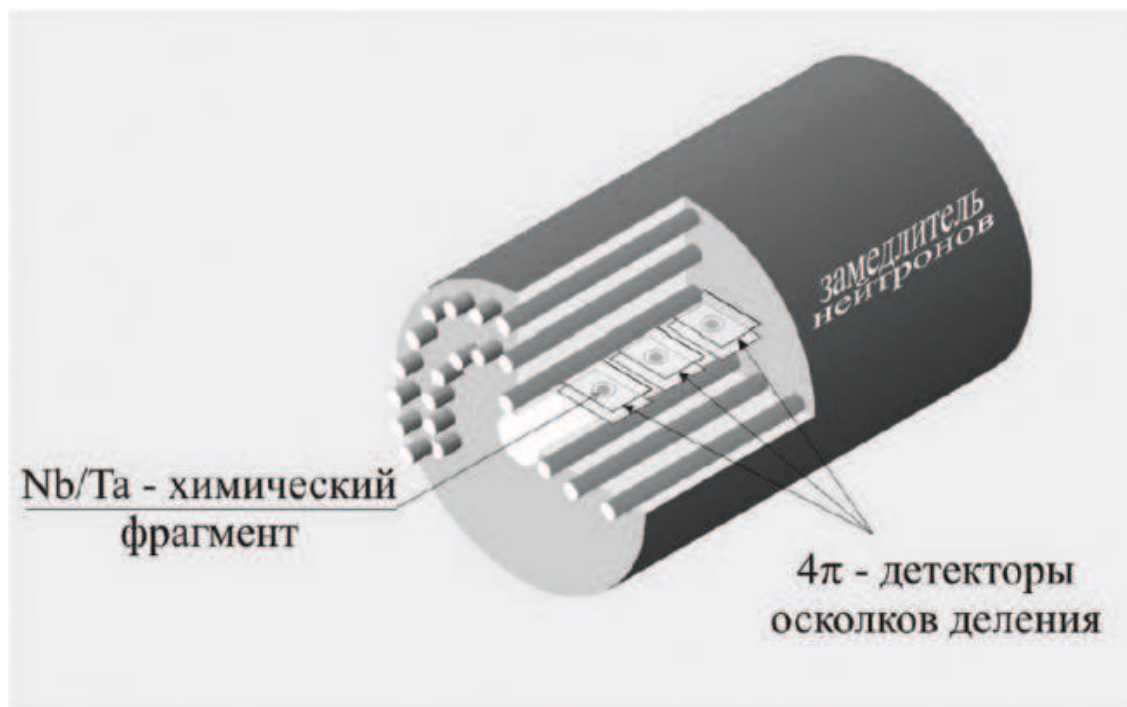
Фигура 30: Принцилна схема на експеримента.

На фиг.30 е показана принципната схема на експеримента. Мишената под формата на въртящ се диск от тънко ($1.5 \mu\text{m}$) титаниево фолио с обща площ 32 cm^2 с нанесен на него ${}^{243}\text{Am}$ (99.9%) във вид на оксид с дебелина $1.2 \text{ mg} \cdot \text{cm}^2$ (по ${}^{243}\text{Am}$) се облъчва с йони ${}^{48}\text{Ca}$ с енергия 247 MeV (това е енергията по средата на мишената). Облъчваната площ на мишената се ограничава от колиматор с диаметър 10 mm. Средният интензитет на йонния сноп падащ върху мишената е $5 \cdot 10^{12}$ част/s. Откатните ядра продукти на реакцията излитат от мишената, преминават през втори колиматор с диаметър 12 mm намиращ се на 10 mm зад мишената и се спират в медна пластина с диаметър 50 mm, на разстояние 100 mm от мишената. Продуктите на реакцията на сливане на ядрата ${}^{243}\text{Am}$ и ${}^{48}\text{Ca}$, в дадената геометрия на експеримента (ъгълът на захващане е $\pm 12.5^\circ$), попадат върху медна пластина с ефективност близка до 100%. Пробегът на откатните ядра в медната пластина не превишава 3-4 μm . Проведени са 8 идентични експерименти. Времето за облъчване във всеки от тях е от 20 до 45 часа.

Във всеки опит, след облъчването, медната пластина се пренася в радиохимическа лаборатория. От повърхността внимателно се отстраняват аерозолните частици съдържащи ${}^{243}\text{Am}$, след което механически се отстранява горният слой с дебелина 7-10 μm (120 - 180 mg Cu). Медната стружка се разтваря в 10 μl концентрирана HNO_3 . Химичните методи за отделяне на елементите на 5-та група от азотнокиселия разтвор също така включват и изготвянето на тънки източници (работни образци), които представляват тънки полиетиленови пластини с форма на диск с диаметър 15 mm и дебелина 0.4 μm върху които е нанесен изследваният източник.

Цялата химична процедура започвайки от края на облъчването до началото на детектиране отнема 2-3 часа.

За регистрацията на α -частици и фрагменти на спонтанно делене се използва детектиращ модул, който се състои от четири идентични камери с два полупроводникови (ППД) детектора във всяка. Полупроводниковите детектори всеки от които има площ 5 cm^2 са разположени един срещу друг на разстояние 5 mm. В процепата между двата полупроводникови детектори се поставя касета с изследвания образец. Всички камери се поставят в неутронния детектор, регистриращ неутроните на спонтанно делене (фиг.31).



Фигура 31: Принципна схема за регистрация на спонтанно делене. Изследваните образци се поставят между двойките срещулежащи полупроводникови детектори. Четирите двойки полупроводникови детектори се намират във вакуумна камера разположена в неутронния детектор.

6.2 Експериментални резултати

В хода на експеримента при сумарна доза на снопа йони ^{48}Ca , равна на $3.4 \cdot 10^{18}$, са регистрирани 8 събития на спонтанно делене. Всички 8 събития на спонтанно делене са регистрирани във времеви интервал 75 часа от началото на измерване. Условието на облъчване (времетраене на облъчването и потокът йони ^{48}Ca във всеки цикъл) и резултатът от измерванията за всеки образец (енергията на фрагментите на спонтанно делене с отчитане на поглъщане поради дебелината на слоя на източника и подложката, брой неутрони, регистрирани от ^3He -детектори, за всяко събитие на спонтанно делене и времето на регистрацията на събитията от момента на началото на измерването) са показани на фиг.32

№	№ на образца	Интеграл	№ на канала фрагмент Top	№ на канала фрагмент Bottom	Кол-во съвпад. неутр.	Времето след изкл. на снопа	Общо време на измерване
1	V(2) - 13	1.9×10^{17}	138 ch ~ 8-10 MeV	1122 ch ~ 70 MeV	-	6 ч. 20 м.	24 дни
2	V - 17	5.7×10^{17}	626 ch (α) ~ 3 MeV	677 ch ~ 40 MeV	2	70 ч. 45 м	20 дни
3	IV - 19	6.6×10^{17}	462 ch ~ 30 MeV	348 ch ~ 20 MeV	1	37 ч.	18 дни
4	IV - 19	6.6×10^{17}	249 ch ~ 15 MeV	68ch ~ 5 MeV	1	74 ч. 20 м.	18 дни
5	IV - 23	4×10^{17}	357 ch ~ 20 MeV	347 ch ~ 20 MeV	2	12 ч.	32 дни
6	IV - 25	6.7×10^{17}	255 ch ~ 15 MeV	496 ch (α) ~ 3 MeV	2	18 ч.	30 дни
7	IV - 29	2.6×10^{17}	409 ch ~ 25 MeV	140 ch ~ 10 MeV	2	65 ч. 30 м	27 дни
8	IV-V-15.07	3.3×10^{17}	979ch ~ 57 MeV	----	1	36 ч.	11 дни

Фигура 32: Събития на неутронния детектор.

6.3 Заключение

През последните години при изучаване на свръхтежките елементи бе постигнат голям напредък. Този успех се свързва с повишената чувствителност на експерименталните установки. Като пример може да се посочи експерименталната установка разгледана в настоящата работа (неутронен детектор с ^3He). Нейната чувствителност за регистрация на свръхтежки ядра е 10^{-15} g/g.

Основният принос на настоящата дипломна работа се свежда до следните резултати:

1. Калибриране на високочувствителна експериментална апаратура за изследване на кратност на мигновени неутрони при регистрация на редки събития на делене. Експерименталната установка е изпълнена на базата на ^3He - пропорционални броячи. Измерена е ефективността за регистрация на единични неутрони $\varepsilon=47\%$.

2. Регистрация и определяне на характеристиките на редки събития на спонтанно делене. Получени са 8 събития на спонтанно делене при химическа идентификация на 115-ти елемент. Получените експериментални данни са дадени във вид на таблица.

Литература

- [1] Amaldi E. et al. Proc. Roy. Soc., **A419**, 522 (1935), **A1466**,483 (1934)
- [2] Fermi E. Nature, 133, 898 (1934)
- [3] Hahn O., Strassmann F. Naturwiss., 27, 11 (1939)
- [4] Hahn O., Strassmann F. Ibid, p. 89.
- [5] L.Meitner, O.R.Frisch. Nature (London), **143**, 239(1939)
- [6] Jentske W. Prankl F. Naturwiss., **27**, 134 (1939)
- [7] G.N.Flerov,K.A.Petrjak. Phys.Rev., **58**, 89(1940)
- [8] N.Bohr, J.Wheeler. Phys.Rev., **56**, 426(1939)
- [9] Я.И.Френкел, ЖЭТФ **9**, 641(1939)
- [10] Seaborg G.T., "Man-Made Transuranium Elements"// Prentic Hall Inc., Englewood Cliffs, N.Y.(1963)
- [11] С.М.Поликанов,В.А.Друин,В.А.Карнаухов,В.Л.Михеев,А.А.Плеве,Н.К.Скобелев, В.Г.Суботин, Г.М.Тер-Акопьян,В.А.Фомичев. *Журн.эксп.теор.физики*,**42**,1464(1962)
- [12] W.D.Myers, W.J.Swiatecki. Nucl.Phys., **81**, 1(1966)
- [13] V.M.Strutinsky. Nucl.Phys. A, **95**, 420(1967)
- [14] R.Smolanczuk, A.Sobiczewski. In Low Energy Nuclear Dynamics. (*Proceedings of the XV EPS Conference on Nuclear Physics. St.Petersburg, 1995*). (Eds Yu.Ts.Oganessian, W.von Oertzen, R.Kalpakchieva). World Scientiéc, Singapore, 1995. P. 313
- [15] Z.Patyk, A.Sobiczewski. Nucl. Phys. A, **533**, 132 (1991)
- [16] Z.Patyk, A.Sobiczewski. Phys. Lett. B,**256**, 307 (1991)
- [17] A.Sobiczewski, F.A.Gareev, B.N.Kalinkin. Phys. Lett.,**22**, 500 (1966)
- [18] 42. H.Meldner. Ark. Fys.,**36**, 593 (1967)
- [19] U.Mosel, W.Greiner. Z. Phys., **222**, 261 (1969)
- [20] Z.Patyk, J.Skalski, A.Sobiczewski, S.Cwiok. Nucl. Phys. A, **502**, 591 (1989)
- [21] Sobiczewski A., Physics of particles and nuclei,**25**, 295(1994)
- [22] Smolanczuk R., Skalski J.,Sobiczewski A., Phys.Rev.C,**52**, 1871(1995)
- [23] Möler P., Nix J.R., J.Phys.G :Nucl. Part. Phys.,**20**, 1681(1994)

- [24] Rutz K., Bender M., Bürvenich T., Shilling T., Reinhard P.G., Maruhn J.A., Greiner W., Nucl.Phys. A., **56**, 238(1997)
- [25] Cwiok S., Dobaczewski J.,Heenen F.P.,Magierski P.,Nazarewicz W., Nucl.Phys. A., **611**, 211(1996)
- [26] R.Bass. *In Nuclear Reactions with Heavy Ions*// Springer-Verlag, Berlin, 1980. P. 326
- [27] Galin J., Guerreau D., Lefort M., Tarrago X. Phys. Rev., 1974, v.C9, p.1018
- [28] Bass R. Nucl. Phys., 1974, v. A231, p.45
- [29] Lefort M., Z. Phys., 1981, v. A299, p. 47.
- [30] M.G.Itkis, et all. Nucl. Phys. A, **734**, 136 (2004)
- [31] J.Maruhn, W.Greiner. Z. Phys.,**251**, 431 (1972)
- [32] Antonenko N. V. et al. // Phys. Lett. B. 1993. V. 319. P. 425; Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 2635.
- [33] V.Zagrebaev, W.Greiner. Phys. Rev. C,**78**, 034610 (2008)
- [34] Brink D. M., Smilansky V. 1983 Nucl. Phys. A **405**, 301.
- [35] Brink, D. M., *Semi-Classical Methods in Nucleus-Nucleus Scattering* (Cambridge University Press 1985, Cambridge, England, 1985).
- [36] D.L. Hill, J.A. Wheeler, Phys.Rev., **89** (1953) 1102.
- [37] <http://nrv.jinr.ru/nrv/>
- [38] V.I.Zagrebaev. Phys. Rev. C, **64**, 034606 (2001)
- [39] V.Zagrebaev, W.Greiner. J. Phys. G, **31**, 825 (2005)
- [40] V.Zagrebaev, W.Greiner. J. Phys. G, **34**, 1 (2007)
- [41] J. Blocki, J. Randrup, W. J. Swiatecki, and C. F. Tsang, Ann. Phys. (NY) **105**, 427 (1977).
- [42] W. Reisdorf, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **20**, 1297 (1994).
- [43] Flerov G.N., Ter-Akopian G.M., Treatise on Heavy-Ion Science / Ed. D.A.Bromley N.Y.;London, **4**,231(1985)
- [44] Seaborg G.T., Loveland W.D., Treatise on Heavy-Ion Science / Ed. D.A.Bromley N.Y.;London, **4**,253(1985)
- [45] Yu.Ts.Oganessian. Lect. Notes Phys., **33**, 221(1974)
- [46] Munzenberg G.//Rep.Prog.Phys. **33**, 57(1988)

- [47] Hofmann S. // Rep.Prog.Phys. **61**, 639(1998)
- [48] S.Hofmann, G.Munzenberg. Rev. Mod. Phys., **72**, 733 (2000)
- [49] W.von Oertzen. Z. Phys. A, **342**, 177 (1992)
- [50] V.V.Volkov. Phys. Part. Nucl., **35**, 425 (2004)
- [51] S.Hofmann. In Proceedings of the XV Nuclear Physics Divisional Conference on Low Energy Nuclear Dynamics. (Eds Yu.Ts.Oganessian, R.Kalpakchieva, W.von Oertzen). World Scientific, Singapore, 1995. P. 305
- [52] V.Yu.Denisov, S.Hofmann. Phys. Rev. C, **61**, 034606 (2000)
- [53] Flerov G. N., Druin V. A. // At. Energy Rev. 1970. **8**. P. 255.
- [54] Kutner V. B. et al. // Proc. of the XV Intern. Conf. on Cyclotrons and their Applications, Caen, France, 1998. Bristol, 1999. P. 405; Rev. Sci. Instr. 2000. V. 71. P. 860.
- [55] Yu.Ts.Oganessian, V.K.Utyonkov, Yu.V.Lobanov, F.Sh.Abdullin, A.N.Polyakov, R.N.Sagaidak, I.V.Shirokovsky, Yu.S.Tsyganov, A.A.Voinov, G.G.Gulbekian, S.L.Bogomolov, B.N.Gikal, A.N.Mezentsev, S.Iliev, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, K.Subotic, V.I.Zagrebaev, G.K.Vostokin, M.G.Itkis, K.J.Moody, J.B.Patin, D.A.Shaughnessy, M.A.Stoyer, N.J.Stoyer, P.A.Wilk, J.M.Kenneally, J.H.Landrum, J.F.Wild, R.W.Lougheed. Phys. Rev. C, **74**, 044602 (2006)
- [56] Yu.Ts.Oganessian, V.K.Utyonkov, Yu.V.Lobanov, F.Sh.Abdullin, A.N.Polyakov, I.V.Shirokovsky, Yu.S.Tsyganov, G.G.Gulbekian, S.L.Bogomolov, A.N.Mezentsev, S.Iliev, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, A.A.Voinov, G.V.Buklanov, K.Subotic, V.I.Zagrebaev, M.G.Itkis, J.B.Patin, K.J.Moody, J.F.Wild, M.A.Stoyer, N.J.Stoyer, D.A.Shaughnessy, J.M.Kenneally, R.W.Lougheed. Phys. Rev. C, **69**, 021601 (2004)
- [57] Yu.Ts.Oganessian, V.K.Utyonkov, Yu.V.Lobanov, F.Sh.Abdullin, A.N.Polyakov, I.V.Shirokovsky, Yu.S.Tsyganov, G.G.Gulbekian, S.L.Bogomolov, B.N.Gikal, A.N.Mezentsev, S.Iliev, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, A.A.Voinov, G.V.Buklanov, K.Subotic, V.I.Zagrebaev, M.G.Itkis, J.B.Patin, K.J.Moody, J.F.Wild, M.A.Stoyer, N.J.Stoyer, D.A.Shaughnessy, J.M.Kenneally, P.A.Wilk, R.W.Lougheed, R.I.Il'kaev, S.P.Vesnovskii. Phys. Rev. C, **70**, 064609 (2004)
- [58] Yu.Ts.Oganessian, V.K.Utyonkov, Yu.V.Lobanov, F.Sh.Abdullin, A.N.Polyakov, R.N.Sagaidak, I.V.Shirokovsky, Yu.S.Tsyganov, A.A.Voinov, G.G.Gulbekian, S.L.Bogomolov, B.N.Gikal, A.N.Mezentsev, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, K.Subotic, V.I.Zagrebaev, G.K.Vostokin, M.G.Itkis, R.A.Henderson, J.M.Kenneally, J.H.Landrum, K.J.Moody, D.A.Shaughnessy, M.A.Stoyer, N.J.Stoyer, P.A.Wilk. Phys. Rev. C, **76**, 011601 (2007)
- [59] V.I.Zagrebaev. AIP Conf. Proc., **704**, 31 (2004)
- [60] V.I.Zagrebaev. Nucl. Phys. A, **734**, 164 (2004)

- [61] Загребяев В. И., Карпов А. В., Аритомо Я., Науменко М. А., Грайнер В. Физика элем. частиц и ят. ядра, **38**, 893 (2007)
- [62] Гангрский Ю.П., Далхсурен Б., Марков Б.Н., "Осколки деления ядер"// Москва, Энергоатомиздат, 1986.
- [63] Komilov N.V, Kagalenko A.B., Poupko S.V., Androsenko P.A., Hamsch F.-J., "New Evidence of an Intense Scission Neutron Source in the ^{252}Cf Spontaneous Fission"//Nucl. Phys. **A686**, 187-203 (2001).
- [64] Корнилов Н.В., Кагаленко А.Б., Хамш Ф.-Й., "Предразрывные Нейтроны при Делении ^{235}U и ^{252}Cf "//Ядерная физика, т. 64, с. 1451 (2001).
- [65] Gonnwein F., Wostheinrich M., Hesse M., Faust H., Fioni G., Oberstedt S., "Systematic Investigation of the Emission of Heavy Ternary Fission Particles"// In Proceedings of the "Seminar on Fission Pont d'Oye IV Castle of Pont d'Oye, Habay-la-Neuve, Belgium, 5-8 Oct, 1999, ed. Wagemans C, Serot O., D'hondt P., published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 2000, pp.59- 75.
- [66] Mutterer M., Kopatch Yu.N., Jesinger P., Gonnwein F., "Uncommon Modes of Particle-Accompanied Fission"// in Proceedings of the 5th International Conference on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Časta - Papiernička, Slovak Republic, 23-27 October, 2001, ed. Kliman J., Itkis M.G., Gmuca S., published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2002, pp. 326-340.
- [67] Cohen S., Plasil F., Swiatecki W. J.,//Ann. Phys. 1974. **82** P. 557-601.
- [68] Töke J., Bock R., Day G. X. e.a.// Nucl.Phys. A. 1985. **440**. P. 327-365.
- [69] Volkov V. V. // Nucleonica. 1976. **14**. P. 1804-1816.
- [70] Vater P. Becker H. J., Brandt R. e.a. // Nucl. Instrum. and Methods. 1977. **147**. P. 271-279; Phys. Rev. Lett. 1977. **39**. P. 594-597.
- [71] Карамян С.А., Меликов Ю.В., Тулинов А.Ф. //ЭЧАЯ.1973.4. с.456-481
- [72] Solid State Nuclear Track Detektors /Ed. P. H. Fowler and V. M. Clapham. Oxford: Pergamon Press, 1982 с. 763, 764, 775
- [73] Solid State Nuclear Track Detektors /Ed. G. Espinosa e.a. Oxford: Pergamon Press, 1984 с. 515, 537
- [74] Skirme T.H.R., "The Effective Nuclear Potential"// Nucl. Phys., 1959. **9**, 615-634
- [75] Vautherin D., Brink D., M., "Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction. I. Spherical Nuclei"// Phys. Rev., **C5**, 626-647 (1972).
- [76] P. Möller et. all, Physical Review C **79** 064304 (2009).
- [77] Nix J. R., Swiatecki W. J., "Studies in the Liquid - Drop Theory of Nuclear Fission"//Nucl. Phys., **71**, 1-94 (1965).

- [78] R. D. Present, F. Reines, J. K. Knipp //Phys. Rev. 1946, **70**, p.357; S. Frenkel, N. Metropolis, Phys. Rev. 1947, **72**, p.914
- [79] Cohen S., Swiatecki J., Ann. of Phys. 1963, **70**, p.406; 1962, **19**, **67**
- [80] Businaro U.L., Gallone S. On the Interpretation of fission' asymmetry according to the liquid drop nuclear model. // Nuovo Cim. 1955. **1**. P.629-643; Businaro U.L., Gallone S. Saddle shapes, threshold energies and fission asymmetry on the liquid drop model. // ibid. P. 1277-1279.
- [81] Moretto L.G. Statistical emission of large fragments: a general theoretical approach. // Nucl. Phys. 1975. **A247**. P.211-230.
- [82] Sobotka L.G., McMahan M.A., McDonald R.J. et al. Compound -nucleus decay along the mass-asymmetry coordinate and the role of the Businaro- Gallone point. // Phys. Rev. Lett. 1984.**53**. P.2004-2007.
- [83] Sierk A. J., //Phys. Rev. 1986. **C33**. P.2039-2053
- [84] Hauser W., Feshbah H. //Phys. Rev. 1952. **87**. P.366-373
- [85] Swiatecki W. J.// Aust. J. Phys. 1983. **36**. P.641-648
- [86] Weisskopf Y.F. Phys. Rev., **52**, 295 (1937).
- [87] Dostrovsky, Fraenkel, and Friedlander., Phys. Rev. 116, 683 (1959)
- [88] Юизенга Д.Р., Ванденбош Р. Ядерные реакции: Пер. с англ. М. Атомиздат, 1964.
- [89] N.E. Holden and D.C. Hoffman, Pure Appl. Chem. 72, 1525 (2000).
- [90] J. Khuyagbaatar et al., Eur. Phys. J. A 37, 177 (2008).
- [91] Wahl A. C., Ferguson R. L., Netheway D. R., e.a. // Phys. Rev. 1962. **126**. P.1112-1127
- [92] Viola V. E., Kwiatkowski K., Walker M.// Phys. Rev. C. 1985. **31**. P.1550-1552
- [93] Апалин В. Ф. Грицюк Ю. П. Кутиков И. Е.// Атомная энергия. 1960. **8**. 1. стр. 15-22
- [94] S.Hofmann, G.Münzenberg. Rev. Mod. **72**, 733 (2000)
- [95] G.Münzenberg. In Flight Separation of Heavy Ion Beams in Experimental Techniques in Nuclear Physics. (Eds D.N.Poenaru, W.Greiner). Walter de Gruyter, Berlin, 1997. P. 375
- [96] S.Hofmann. Rep. Prog. Phys., **61**, 639 (1998)
- [97] Oganessian Yu.Ts., Iljinov A.S., Demin A.G., Tretyakova S.P., "Experiments on the production of fermium neutron-deficient isotopes and new possibilities of synthesizing elements with $Z > 100$."// Nucl. Phys. A., 1975, **239**, p. 353

- [98] Oganessian Yu.Ts., Lobanov Yu.V., Hussonnois M., Kharitnov Yu.P., Gorski B., Constantinescu O., Popeko A.G., Bruchertseifer H., Sagaidak R.N., Tretyakova S.P., Buklanov G.V., Rykhlyk A.V., Gulbekyan G.G., Pleve A.A., Ivanov G.N., Plotko V.M., "The experiments aimed to synthesize element 110."// Дубна, 1987, 24 с. /Препринт Объед. ин-т ядерн. исслед. D7-87-392/.
- [99] Загер Б.А., Милер М.Б., Михеев В.Л., Поликанов С.М., Сухов А.М., Флеров Г.Н., Челноков Л.П. "О свойствах изотопа $^{254}102$ "// Атомная энергия, 1966, **20**, стр.230-232.
- [100] Ghiorso A., Nurmi M., Harris J., Eskola K., Eskola P., "Positive identification of two alpha-particle-emitting isotopes of element 104."// Phys. Rev. Lett., 1969, vol. 22, p. 1317-1320.
- [101] Друин В.А., Демин А.Г., Харитонов Ю.П., Акапьев Г.Н., Рудь В.И., Сун-Дзин-Ян Г.Я., Челноков П.П., Гаврилов К.А., "Изучение α -распада изотопов элемента 105"// Ядерная физика, 1971, **13**, стр.251-255.
- [102] Hofmann S., "New elements-approaching Z=114."// Rep. Prog. Phys., 1998, **61**, p. 639-689.
- [103] E. Roeckl, A. Blazhev, K. Burkard, J. Döring, H. Grawe, W. Hüller, C. Kirchner, I. Mukha, C. Plettner. "Recent developments at the ISOL facility of GSI Darmstadt."// Nucl. Instr. Meth. B, 2003, **204**, p. 53-57.
- [104] Dendooven P., "The development and status of the IGISOL technique."// Nucl. Instr. Meth. B, 1997, **204**, p. 182-189.
- [105] Münzenberg G., "Nuclear structure physics at GSI - results and perspectives."// Nucl. Phys. A., 2001, **682**, p. 88c.-97c.
- [106] Sikler G., Ackermann D., Attallah F., Beck D., Dilling J., Elisseev S.A., Geissel H., Habs D., Heinz S., Herfurth F., Hessberger F., Hofmann S., Kluge H.-J., Kozhuharov C., Marx G., Mukherjee M., Neumayr J., Plasz W.R., Quint W., Rahaman S., Rodriguez D., Scheidenberger C., Tarisien M., Thiol P.f, Varentsov V., Weber C., Zhou Z.. "First on-line test of SHIPTRAP."// Nucl. Instr. Meth. B, 2003, **204**, p. 482-486.
- [107] Heßberger F.P., Hofmann S., Ackermann D., Ninov V., Leino M., Münzenberg G., Saro S., Lavrentev A., Popeko A.G., Yeregin A.V., Stodel Ch., "Decay properties of neutron-deficient isotopes $^{256;257}Db$, ^{255}Rf , $^{252;253}Lr$."// European Physical Journal A, 2001,**12**, p. 57-67.
- [108] Uustalo J., Jones P., Greenlees P., Rahkila P., Leino M., Andreyev A.N., Butler P.A., Enqvist T., Eskola K., Grahn T., Hedzberg R.-D., Hessberger F., Julin R., Juutinen S., Keenan A., Kettunen H., Kuusiniemi P., Leppänen A.P., Nieminen P., Page R., "In-beam spectroscopy using the JYFL gas-field magnetic recoil separator RITU."// Nucl. Instr. Meth. B, 2003, **204**, p. 638-643.

- [109] Janssens R.V.F., "The structure of high-Z nuclei from studies with Gammasphere at ATLAS."// Nuclear Physics A, 2001, **682**, p.54
- [110] Münzenberg G., "The separation techniques for secondary beams."// Nucl. Instr. and Meth. B., 1992, **70**, p. 265-275.
- [111] Münzenberg G., Faust W., Hofmann S., Armbruster P., Güttner K. and Ewald H., "The velocity filter SHIP, a separator of unslowed heavy ion fusion products."// Nucl. Instr. and Meth., 1979, **161**, p. 65-82.
- [112] Münzenberg G., Armbruster P., Berthes G., Heßberger F.P., Hofmann S., Reisdorf W., Schmidt K.-H., Schött H.-J., "The experimental work at the velocity filter SHIP - results and plans."// Nucl. Instr. and Meth. B., 1987, **26**, p. 294-300.
- [113] Yeregin A. V., Andreyev A. N., Bogdanov D. D., Ter-Akopian G. M., Chepigin V. I., Gorshkov V. A., Kabachenko A. P., Malyshev O. N., Popeko A. G., Sagaidak R. N., Sharo S., Voronkov E. N., Taranenko A. V., Lavrentjev A. Yu. "The kinematic separator VASSILISSA performance and experimental results" // Nucl. Instr. Meth. A. – 1994. **350**. – P.608-617.
- [114] Bohr N. — Kgl. Danske Vid. Selsk. Math.-Fys. Medd., 1948, v.18;
- [115] Ghiorso A., Yashita S., Leino M.E., Frank L., Kalnins J., Armbruster P., Dufour J.-P., Lemmertz P.K., "SASSY, a gasfiled magnetic separator for the study of fusion reaction products."// Nucl. Instr. and Meth. A., 1988, vol. 269, p. 192-201.
- [116] М. Даковски, Ю.А.Лазарев, Ю.Ц. Оганесян., Ядерная Физика, **16**, вып. 6, 1972
- [117] H. Nifenecker, Nucl. Instr. and Meth. 81 (1970) 45.
- [118] B. C. Diven, H. C. Martin, R. F. Taschek and J. Terrell, Phys. Rev. 101 (1956) 1012.
- [119] Dakowski M., Lazarev Yu. A. , Turchin V. F. et al. // Nucl. Instr. And Meth. 1973. V. 113. P. 195.
- [120] V. F. Turchin, V. P. Kozlov and M. S. Malkevich, Usp. Fiz. Nauk 102 (1970) 345 [English transl.: Soviet Phys. Usp. 13 (1971) 681].
- [121] Holden n.E., Zucker M.S., In: Nucl. Data for Basic and Aplied Science, Proc. of the int. Conf., Santa Fe, New Mexico 13-17.05.85, v.2, p.1631
- [122] H. Gäggeler, W. Brüchle, M. Brügger, K.J. Moody, M. Schädel, K. Sümmerer, G. Wirth, Th. Blaich, G. Herrmann, N. Hildenbrand, J.V. Kratz, M. Lerch, N. Trautmann, W.R. Daniels, M.M. Fowler, D.C. Hoffman, K. Gregorich, D. Lee, G.T. Seaborg, R. Welch, H.R. von Gunten, J. Less-Common Metals, 1986, **122**, 433.